ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 7 NOVEMBRE 1927.

PRÉSIDENCE DE MM. CHARLES BARROIS ET MAURICE HAMY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **John Townsend**, Correspondant pour la Section de Physique, qui assiste à la séance.

SPECTROSCOPIE. — *Contribution aux recherches sur le spectre secondaire de l'hydrogène et aussi sur d'autres spectres.* Note (1) de M. **H. Deslandres**.

L'hydrogène a, comme on sait, deux spectres distincts, qui sont :

1° Le spectre dit stellaire, dû à l'atome et formé d'un petit nombre de raies, qui est le type des spectres de lignes, et le caractère principal du spectre des étoiles blanches ou de la majorité des étoiles.

2° Le spectre secondaire ou second spectre, formé de raies nombreuses qui, au premier abord, sont disposées sans ordre. Il est émis, plus ou moins fort par rapport au précédent, par l'étincelle électrique dans les gaz qui contiennent de l'hydrogène.

Or dans ces dernières années, il a été l'objet de recherches étendues, les principaux auteurs étant Croze, Fulcher, Richardson, Tanaka, Allen et Sandeman, Goos, Mac Lennan, Shrum, Grayson-Smith, Lea, T. Collins.

On a reconnu que ses raies forment des séries identiques à celles des spectres de bandes, et groupées par trois suivant la règle générale indiquée par Heurlinguer. Ce spectre, qui a l'aspect d'un spectre de lignes, est en réalité un spectre de bandes, particulièrement intéressant; il a été attribué

---

(1) Séance du 31 octobre 1927.

soit à la molécule H_2, soit à la molécule H_3, soit à la fois aux deux molécules; mais la question de l'origine reste toujours pendante, et c'est pour l'éclaircir que j'apporte ici quelques données nouvelles.

I. Dans plusieurs Notes de 1925 ([1]) j'ai annoncé une relation simple qui unit le nombre s des atomes d'une molécule à la fréquence ν de la radiation la plus intense dans chacun des groupes de bandes émis par la molécule. La relation est exprimée pour la formule suivante :

$$\nu = q\,d_1/rs,$$

d_1 étant une constante universelle égale à 1062,5, qui intervient à la fois dans les spectres de lignes et de bandes; q et r étant des nombres entiers ([2]). Ainsi, dans le spectre d'absorption de l'acide cyanhydrique CNH, les cinq bandes ou groupes de bandes d'absorption infrarouges ont leurs radiations maxima exprimées par $2\,d_1/3 + 11$, $4\,d_1/3 - 5$, $6\,d_1/3 - 12$, $8\,d_1/3 - 27$ et $28 d_1/9 - 16$. Le nombre entier r intervient lorsque les molécules forment des groupements temporaires formés de r molécules. La formule a été vérifiée sur 20 composés gazeux, choisis parmi ceux dont la composition chimique est la plus simple.

Voyons maintenant comment cette formule s'applique aux radiations les plus intenses du spectre secondaire de l'hydrogène. Les données sont fournies par un important Mémoire de Mac Lennan, Grayson-Smith et Lea, publié en octobre 1927 dans les *Proceedings of the Royal Society*, avec le titre *Intensities in the Secondary Spectrum of Hydrogen at Various Temperatures*. L'intensité des raies est mesurée sur les plaques photographiques de λ 6522 à λ 3777 avec le microphotomètre enregistreur de Moll, dans les conditions les meilleures possibles. Or, sur cette longue étendue du spectre, la radiation la plus intense est

$$\lambda = 6018,29; \qquad \nu = 16616 = 47\,d_1/3\,(16645) - 29.$$

La fréquence de cette raie rouge est, à une faible différence près, un multiple de $d_1/3$. De même, dans la partie bleue du spectre, éloignée du rouge, la raie la plus forte est

$$\lambda = 4633,95; \qquad \nu = 21580 = 61\,d_1/3\,(21604) - 24.$$

([1]) *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 1454 et 1980; **181**, 1925, p. 265, 387 et 410.

([2]) La formule générale est moins simple : elle contient un terme de plus qui se rapporte aux maxima secondaires, et s représente le nombre total des anneaux d'électrons dans la molécule. Comme les atomes considérés dans cette Note ont tous un seul anneau d'électrons, s est égal au nombre des atomes.

Enfin, dans un Mémoire récent de Allen et Sandeman (¹), la raie maxima d'un groupe étendu de bandes (Groupe II_B, série 2), émis par l'hydrogène à haute pression, est

$$\lambda = 4787,4; \qquad \nu = 20888,3 = 59\, d_1/3\,(20905) - 17.$$

On est alors conduit à penser que les bandes les plus fortes de ce spectre sont dues à la molécule H_3, déjà reconnue par J. J. Thomson avec le spectrographe de masse, et souvent considérée par les chimistes. L'hydrogène actif serait la molécule H_3.

Les radiations fortes précédentes pourraient aussi être rattachées aux molécules H_2, si ces dernières étaient réunies par trois, de manière à former des groupements de six atomes. Mais, à la température élevée qui est développée dans le gaz sur le passage de l'étincelle électrique, de pareils groupements semblent impossibles. D'ailleurs d'autres radiations plus faibles du même spectre correspondent à des multiples de $d_1/2$ et à la molécule H_2. Cette question sera reprise lorsque les parties ultraviolette et infrarouge du spectre secondaire seront complètement relevées.

La loi exprimée par la formule est fort utile, en particulier lorsqu'on ne connaît pas la molécule génératrice du spectre, ce qui est souvent le cas avec les spectres émis à haute température. Des composés nouveaux et inconnus se forment, et il est bon d'avoir une indication sur le nombre des atomes qui les constituent. Je citerai à l'appui d'autres exemples qui sont en même temps des vérifications.

II. Le spectre de bandes ultraviolet, dit de la vapeur d'eau, est à la fois curieux et complexe. Sa bande la plus forte, dont la longueur d'onde est λ 3064, a été étudiée par de nombreux auteurs et, récemment, Fortrat (²), complétant une première étude d'Heurlinger, a réparti ses raies entre 12 séries ou suites, qui forment 4 trios d'Heurlinger, et sont appelées $P_1 Q_1 R_1$, $P_2 Q_2 R_2$, $P'_1 Q'_1 R'_1$, $P'_2 Q'_2 R'_2$. La tête de la bande n'est pas la partie la plus intense et les maxima réels sont difficiles à discerner à cause de l'enchevêtrement des suites. J'ai examiné simplement dans chaque trio la raie nulle qui occupe le centre des parties intenses (³), le résultat est le

(¹) *Proceedings of the Royal Society*, **114**, 1927, p. 295.

(²) *Journal de Physique*, 5, 1924, p. 20.

(³) De même, dans le relevé des bandes infrarouges, on mesure soit le maximum très net d'une bande, soit la petite dépression entre deux maxima très voisins, dépression qui correspond à la raie nulle du trio. D'ailleurs, déjà en 1888 (*Annales de Chimie et de Physique*, **15**, p. 64), j'avais annoncé que la grande bande est formée de deux bandes semblables juxtaposées, et que la radiation la plus forte se trouve aux environs de $\nu = 32\,366$.

suivant :

Raie nulle $P_1Q_1R_1$.......	$\nu = 32364$	$= 61\, d_1/2\, (32406)$	$- 42$
» $P_2Q_2R_2$.......	$\nu = 32491$	$= 61\, d_1/2$	$+ 85$
Moyenne................	$\nu = 32427,5$	$= 61\, d_1/2$	$+ 21,5$

De même pour les deux autres trios qui sont éloignés des deux précédents et d'intensité plus faible on a

$$\text{Moyenne : } \nu = 31838 - 60\, d_1/2\, (31875) - 37.$$

D'après ces relations la molécule qui rayonne doit être diatomique et donc n'est pas la molécule H^2O. On confirme le résultat de Riess, qui, en 1914, avait rattaché le spectre à l'oxygène; car il l'avait obtenu par la combustion du cyanogène et de l'oxygène bien secs.

III. On a souvent exprimé le regret que nous ne connaissions pas encore les spectres d'absorption des gaz légers, hydrogène, hélium et azote, à la température ordinaire. L'étude de l'absorption offre un intérêt particulier parce qu'elle nous révèle les vibrations propres des corps par les moyens les plus simples, en leur imposant la contrainte minima. Or la lacune a été comblée en partie récemment pour l'azote, dont Sponen a reconnu le spectre d'absorption dans l'ultraviolet extrême (¹). Ce spectre, dû à la molécule N^2, est un spectre de bandes fort intéressant; les bandes principales sont des multiples de $d_1/2$, l'intervalle moyen entre les 9 bandes étant égal à $3\,d_1/2$ ou à 1594, comme le montre le tableau suivant :

λ.	ν.			Intervalles (²).
1449,9..........	$68970 = 130\, d_1/2$	(69062,5)	+ 92	
				1663
1415,8..........	$70633 = 133$ »	(70656)	− 23	
				1643
1383,6..........	$72276 = 136$ »	(72250)	+ 26	
				1613
1353,4..........	$73889 = 139$ »	(73844)	+ 43	
				1580
1325,0..........	$75469 = 142$ »	(75437,5)	+ 32	
				1559
1298,2..........	$77028 = 145$ »	(77030)	− 3	
				1528
1273,0..........	$78556 = 148$ »	(78625)	− 60	
				1498
1249,2..........	$80054 = 151$ »	(80219)	−165	
				1475
1226,6..........	$81529 = 154$ »	(81812,5)	−283	

Le spectre est relié simplement à la constante d_1 comme le spectre infrarouge d'absorption de l'oxygène, comme les spectres de bandes d'émission qui sont ceux du pôle négatif de l'azote et du carbone, et celui

(¹) *Proceedings of the National Academy*, 13, 1927, p. 100.

(²) Les intervalles successifs entre les bandes, conformément à la loi générale, forment une progression arithmétique.

de l'oxyde de carbone ou des queues cométaires. Dans ces quatre derniers spectres, déjà signalés, les bandes principales sont des multiples de d_1, les intervalles moyens étant d_1 ou $2d_1$.

Les raies fortes des spectres de lignes sont aussi, comme on sait, des multiples de d_1, et en 1925, j'ai présenté à l'appui 78 raies des 20 premiers corps simples (¹). On pourrait multiplier les exemples; j'ajouterai aujourd'hui seulement quatre raies de l'azote, citées par Lyman, comme les plus marquantes de l'ultraviolet extrême (de λ 2000 à λ 1200).

$\lambda = 1745,3$	$\nu = 57330 = 54\, d_1 (57374) - 40$
$1742,7$	$57382 \quad » \quad + 7$
$1494,8$	$66898 = 63\, d_1 (66937) - 39$
$1492,8$	$66984 = \quad » \quad + 47$

Ces relations, il est vrai, sont seulement approchées; mais, comme elles sont nombreuses et reconnues dans tous les spectres, elles doivent retenir l'attention.

La constante 1062,5 est universelle et liée à une propriété spéciale, non encore bien élucidée, des atomes et molécules.

CHIMIE MINÉRALE. — *Propriétés chimiques de l'aluminium pur.* Note (²) de MM. **C. Matignon** et **J. Calvet.**

On a préparé, aux États-Unis, d'après la méthode de Hoopes (*Chemical and Metall. Engineering*, mai 1926) à partir de l'aluminium ordinaire, un métal pur par un affinage électrolytique dans un bain fondu approprié.

Cet aluminium extra-pur peut atteindre une teneur de 99,8 à 99,98. M. J. D. Edwards (*The American Market*, 13 juin 1895) a étudié les propriétés thermiques et électriques de ce métal. M. Léon Guillet (³) a fixé récemment certaines de ses propriétés.

Nous avons commencé à étudier la résistance à la corrosion de ce nouvel aluminium, les petites quantités d'impuretés des métaux jouant un rôle considérable dans leurs actions chimiques et leur diminution pouvant *a priori* modifier d'une façon sensible la physionomie chimique du métal.

(¹) *Comptes rendus*, 179, 1924, p. 5 et 1006. Voir aussi l'*Ultraviolet* par Lyman, Tableau II.

(²) Séance du 24 octobre 1927.

(³) *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 463.

Nos études ont porté sur des échantillons laminés, comparativement avec un bon aluminium courant contenant 99,3 de métal. On a opéré avec des solutions étendues de soude et d'acide chlorhydrique.

L'attaque du métal a été définie par la mesure à intervalles rapprochés (généralement de 5 en 5 minutes) du dégagement d'hydrogène, en opérant dans des conditions de température et de concentration bien définies et avec des lames de surfaces connues.

Soude. — Avec une solution de soude étendue de concentration 1,67 N, on a essayé trois échantillons différents d'aluminium pur, traités préalablement dans les mêmes conditions au papier de verre 000, sauf l'un le n° 3, qui a été essuyé soigneusement, mais qui retenait encore des traces d'oxyde de fer provenant du laminage.

La marche de l'attaque est très sensiblement la même pour les échantillons n°s 1 et 2, traités de la même façon, ainsi que pour l'échantillon n° 3.

Les courbes donnant la quantité d'hydrogène (centimètres cubes) mise en liberté en fonction du temps (minutes), à la température de 23° par des surfaces de 10$^{cm^2}$ sont comparables et voisines.

La surface de l'aluminium ordinaire a été traitée comme celle des échantillons 1 et 2; la vitesse d'attaque est du même ordre de grandeur que celle de l'aluminium pur.

On se rend mieux compte des différences présentées par les diverses attaques en examinant les courbes de vitesse.

La vitesse initiale d'attaque est plus grande avec l'aluminium ordinaire qu'avec l'aluminium pur, mais elle se régularise et reste constante après 2 heures d'attaque, tandis que la vitesse, plus petite au début, continue à augmenter et n'est pas encore régularisée après 4 heures d'attaque avec le métal pur.

L'aluminium pur ne se différencie donc pas sensiblement de l'aluminium industriel dans son attaque par une solution de soude étendue.

Acide chlorhydrique. — On a opéré avec une solution chlorhydrique 2,65 N, à la température de 24°. L'aluminium pur présente une résistance remarquable à l'action de l'acide chlorhydrique pur. Un échantillon décapé, d'une surperficie voisine de 10$^{cm^2}$, n'a donné que des dégagements gazeux insignifiants :

		cm³
Après 4 heures	....	2
» 5 »	....	2,4
» 6 »	....	2,7
» 21 »	....	4,5

Le même aluminium non décapé au papier de verre 000 a donné au contraire une attaque vive correspondant à un dégagement d'hydrogène de 807^{cm^3} après 155 minutes pour une surface de $12^{cm^2},43$. Les impuretés superficielles ont donc favorisé la corrosion du métal.

L'aluminium ordinaire s'attaque plus rapidement encore, $760^{cm^3},5$ après 39 minutes pour une surface de $12^{cm^2},49$.

Parmi les impuretés qui détruisent la passivité de l'aluminium pur dans la solution chlorhydrique nous avons constaté que le cuivre agit d'une façon particulièrement active.

Un aluminium pur décapé qui ne subit qu'une action insignifiante (surface 10^{cm^2} environ, volume 800^{cm^3} HCl 2,65 N, temp. 24°) après plusieurs jours de séjour au contact de la solution chlorhydrique, réagit dès qu'on ajoute à la solution des traces de cuivre ($5^{mg},9$ de sulfate de cuivre, soit $1^{mg},9$ de cuivre par litre de solution).

La vitesse, d'abord très lente, s'accélère peu à peu par suite probablement de la réduction progressive du sulfate de cuivre avec formation de couples aluminium-cuivre.

Avec une teneur plus faible en cuivre, $0^{mg},4$ par litre de solution, la réaction exige des heures pour s'amorcer et se manifester par un dégagement visible.

L'addition de sulfate ferrique, résultat surprenant, n'enlève pas à l'aluminium pur sa résistance à l'acide chlorhydrique comme le montrent les résultats de l'expérience suivante (800^{cm^3} de solution chlorhydrique 2,65 N, temp. 24°) :

Temps.	H^2.
h m	cm³
2.30	2,6
3.30	2,7
4.30	2,8

On ajoute 23^{mg} de fer sous forme de sulfate ferreux et l'on recueille à nouveau l'hydrogène :

Temps.	H^2.
h m	cm^3
2. 0	0,3
18.15	3,2
19.45	3,4
22.15	3,7

Avec un acide chlorhydrique contenant des impuretés, la résistance à l'attaque peut être moindre.

Voici les résultats donnés avec un acide chlorhydrique différent du précédent, concentration 2,89 N. Surface d'attaque 7^{cm},40 :

Temps.	H^2.
h	cm^3
4	2,8
8	7,2
23	13,8
30	15,6
49	19,2

La résistance ici est un peu moindre.

En résumé, l'aluminium pur résiste à l'action des solutions chlorhydriques étendues pures, de petites quantités de cuivre lui font perdre cette qualité, le fer du moins à dose faible ne possède pas la même propriété, les sels de zinc, d'étain paraissent se comporter comme ceux du fer tandis que les sels de mercure provoquent au contraire une action rapide. Ces études sont continuées.

GÉOLOGIE. — *Quelques résultats du Congrès de l'Association carpathique tenu à Bucarest en septembre* 1927 : *zone néogène; zone du Flysch.* Note (¹) de M. **Pierre Termier.**

L'Association carpathique (association internationale de géologues pour l'avancement de la géologie des Carpathes) s'est réunie pour la deuxième fois en un Congrès dans le mois de septembre qui vient de finir. Cette deuxième réunion a eu lieu à Bucarest, sur l'invitation et sous les auspices de l'Institut géologique de Roumanie. Une première réunion, préparée par le Service géologique de Pologne, s'était tenue à Lwów en 1925. Il a été décidé au Congrès de Bucarest qu'une troisième réunion se tiendrait à

(¹) Séance du 31 octobre 1927.

Prague en 1930 et que le Service géologique de Tchécoslovaquie en prendrait l'initiative et en dresserait le programme.

Le Congrès de Bucarest, présidé par M. S. Stefanescu, a été fort brillant. Soixante-quinze géologues y assistaient, de nationalités diverses, surtout polonaise et roumaine. J'avais l'honneur d'être l'un des invités de l'Association. Les excursions, pour lesquelles un important Livret-guide avait été imprimé et distribué, se sont déroulées pendant trois semaines à travers une grande partie de la Roumanie, conduites avec beaucoup de science et de dévouement par MM. Mrazec, Macovei, S. Athanasiu, Popescu-Voitesti et par quelques-uns de leurs élèves. Nous avons visité les Carpathes roumaines, objet principal du Congrès, depuis Piatra-Néamtz, au Nord, jusqu'aux Portes de fer sur le Danube, au Sud; et nous avons poussé dans le bassin miocène de Transylvanie jusqu'à Médiasch. Une excursion complémentairé, extra-carpathique, nous a fait voir la Dobrogea et s'est terminée à Constantza, sur la mer Noire.

Je voudrais exposer en peu de mots quelques-uns des résultats scientifiques de ce rapide voyage à travers un pays de géologie difficile et de cette étude en commun des multiples problèmes soulevés devant nous. Je laisserai de côté la Dobrogea, relativement simple, et ne parlerai que des Carpathes.

Avant tout, je tiens à exprimer ma vive admiration pour l'œuvre de mes collègues de Roumanie. Autour des maîtres que je viens de nommer, une pléïade de jeunes géologues travaille avec ardeur. La stratigraphie des Carpathes roumaines se précise; on a trouvé des fossiles, suffisamment caractéristiques, à divers niveaux de la série sédimentaire; la tectonique locale, partout étudiée et discutée, est, sur beaucoup de points, parfaitement comprise; il existe une belle carte géologique de tout le pays à l'échelle de $\frac{1}{1\,500\,000}$; la cartographie géologique détaillée avance peu à peu. Pour les terrains qui se prolongent de Roumanie en Pologne, l'accord stratigraphique est à peu près réalisé entre géologues polonais et roumains. Le moment est donc venu de chercher à pénétrer la structure d'ensemble. En Pologne, pour ce qui concerne les Carpathes nord-orientales, le problème tectonique semble presque résolu ([1]). Il n'en est pas encore tout à fait de même pour les Carpathes roumaines. Là s'affrontent deux tendances : l'une portant les esprits vers l'hypothèse des grandes nappes, des vastes char-

---

([1]) *Mémoire de la première réunion de l'Association Karpatique en Pologne*, Varsovie, 1926-1927, *passim*.

riages à la manière alpine; l'autre résultant d'une réaction contre l'abus des charriages et voulant tout expliquer par des transgressions, de simples plis et de modestes chevauchements. Il est curieux d'observer cette deuxième tendance, la tendance prudente et timide, chez les géologues les plus jeunes.

Je rappelle qu'il y a trois zones dans les Carpathes roumaines : I, *zone néogène*, extérieure, appelée quelquefois subcarpathique ou précarpathique, que l'on suit, courbée en arc, depuis la frontière polonaise jusqu'au delà de Moreni vers le Sud-Ouest, et qui *s'ennoie* graduellement sous les dépôts quaternaires de la dépression gétique; II, *zone du Flysch*, c'est-à-dire des terrains crétacés et paléogènes, venue de Pologne avec une direction Sud-Est, s'incurvant peu à peu, devenant parallèle au méridien à la hauteur de Covasna, puis marchant vers le Sud-Ouest et *s'ennoyant* sous le Miocène; III, *zone cristallino-mésozoïque*, à l'ouest des deux précédentes, formée surtout de terrains cristallins, zone dont les plis s'incurvent deux fois, en deux arcs immenses séparés par une inflexion, l'arc transylvain ouvert à l'Ouest, l'arc gétique ouvert à l'Est. Ces trois zones sont trois gradins de hauteur différente, le deuxième plus élevé ou moins affaissé que le premier, le dernier plus élevé que le deuxième. Les surfaces qui séparent I de II et II de III ne sont point de simples failles de tassement ou d'affaissement; ce sont des surfaces de chevauchement, plongeantes vers l'Ouest ou le Nord-Ouest, parfois horizontales ou presque horizontales. La zone du Flysch est poussée sur la zone néogène; la zone cristallino-mésozoïque s'avance sur la zone du Flysch. Tout cela est connu depuis longtemps et définitivement acquis.

La tectonique de la zone néogène est simple et claire. Tout au Sud-Ouest, la zone comprend les *plis diapirs* de M. L. Mrazec : des dômes allongés de sel, souvent plus semblables à des lames de couteau qu'à des dômes, montent de la profondeur et percent, en les soulevant, les terrains néogènes et même le Levantin qui est du Pliocène supérieur. Ainsi poussé vers la surface, le sel, *dont l'ascension dure peut-être encore*, a souvent frayé un passage au pétrole et aux hydrocarbures gazeux. La plupart des géologues roumains lui attribuent un âge aquitanien ou chattien; mais en réalité, comme l'a fait remarquer M. Popescu-Voitesti, on ignore son âge, et peut-être n'a-t-il pas d'âge. On ignore de même, ou l'on connaît mal l'âge de la *roche-mère* des hydrocarbures, bien qu'on situe généralement cette roche-mère dans l'étage du Pliocène inférieur que l'on nomme le Méotien. La partie de la zone néogène où apparaissent les plis diapirs est

comprise entre les vallées du Buzau et de la Jalomitza; plus au Nord-Est, la zone se relève et le Miocène sort de dessous le Pliocène; en même temps, le plissement s'accentue et de longs anticlinaux de terrains paléogènes surgissent des terrains néogènes, anticlinaux déversés vers le Sud-Est et souvent compliqués de plis-failles. L'intensité du plissement décroît très vite quand on marche vers l'extérieur de la chaîne; elle décroît aussi, dans la région des plis diapirs, quand on marche vers le Sud-Ouest.

Les plis aigus et serrés deviennent alors des *plis mourants*, qui *se relayent*, *s'ennoient* et disparaissent peu à peu dans le Pliocène désormais tranquille ou à peine ondulé.

La zone du Flysch pose des problèmes plus difficiles. Le nom de Flysch qui en Suisse et dans nos Alpes est réservé à un certain faciès des terrains paléogènes, s'applique, en Roumanie comme en Pologne, à l'ensemble du Crétacé, de l'Eocène et de l'Oligocène, ensemble où les lacunes stratigraphiques semblent nombreuses. La zone du Flysch n'a pas moins de 100^{km} de largeur en Galicie; elle se rétrécit beaucoup en Bucovine, se renfle de nouveau jusqu'à 70^{km} à la hauteur de la vallée de Ramnicu-Sarat, puis se rétrécit encore tout en s'abaissant et finit par disparaître avant d'arriver à la Dambovitza.

Cette zone est plissée, souvent violemment, en des plis nombreux, habituellement déversés (mais peu déversés, sauf près du bord extérieur), fréquemment transformés en plis-failles. Le nombre des plis et des plis-failles, et l'importance du déversement vers l'extérieur de la chaîne, croissent beaucoup de Roumanie en Pologne; les plis deviennent alors les *skibas* des géologues polonais (1), *skibas* qui sont des plis couchés ou de petites *nappes du premier genre* s'avançant les unes sur les autres et cheminant vers et même sur l'avant-pays. En Roumanie, les plis de la zone du Flysch ne méritent pas, en général, le nom de nappes, sauf quelquefois les plus extérieurs. Il arrive que ces plis les plus extérieurs s'avancent de 3^{km} ou 4^{km} sur la zone néogène: c'est ce que nous avons vu à Piatra-Néamtz. Ce sont alors de petites nappes, semblables aux nappes polonaises, mais de cheminement moins étendu.

Le plissement principal de la zone du Flysch est certainement antéburdigalien; il est d'autre part postérieur au dépôt du puissant étage des

---

(1) K. Tolwinski, *Géologie des Karpates polonaises orientales de Boryslaw jusqu'au Pruth* (*Mémoire de la première réunion de l'Assoc. Karpatique en Pologne*, Varsovie, 1926-1927, p. 135-158 et carte géolog à $\frac{1}{200000}$).

grès de Tarcau qui, dans sa partie haute, est sûrement oligocène. Ce plissement principal date donc, probablement, de la fin de l'Oligocène (Rupélien ou Chattien).

Mais il y a eu des paroxysmes tectoniques antérieurs. L'un d'eux correspond à l'exondation de la zone entre la fin de l'Aptien et le début du Sénonien; un autre, à la transgression des grès de Tarcau (dont la base est éocène) sur le Sénonien plissé et faillé. Ce deuxième paroxysme ne s'est pas étendu à la région extérieure de la zone, région dite zone marginale du Flysch, où il y a eu continuité de sédimentation du Sénonien à l'Oligocène.

Un dernier paroxysme, sans doute peu intense, a fait avancer la zone du Flysch, d'un mouvement d'ensemble, sur la zone néogène, pendant que celle-ci se resserrait et se plissait, c'est-à-dire vers la fin du Pliocène.

Il m'a semblé que, sur cette histoire tectonique des deux première zones, l'accord, dans le Congrès, était unanime.

M. **A. d'Arsonval** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage de M. Georges Lakhovsky, intitulé *L'Universion*, dont il a écrit la *Préface*.

M. **Imbeaux** fait hommage à l'Académie du Mémoire intitulé *Prévisions des crues et des étiages*, qu'il a présenté à la Section internationale d'Hydrologie scientifique, dans l'Assemblée plénière de Prague, en septembre 1927.

ÉLECTIONS.

Par l'unanimité de 41 suffrages, M. **Émile Picard** est proposé à nouveau au choix de l'Institut pour faire partie du *Conseil supérieur de l'Instruction publique*.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° T. Tanimura. *Nomographic calculations of the Elastic Strength of Hooped or Wire Guns*. (Présenté par M. d'Ocagne.)

2° Paul Dupont. *Interprétation du relativisme d'après une opinion de M. Painlevé*. (Présenté par M. Lecornu.)

THÉORIE DES PROBABILITÉS. — *Sur la loi des grands nombres.* Note [1] de M. **A. Kolmogoroff**, présentée par M. Émile Borel.

Soit $E_1 E_2 \ldots E_n \ldots$ une suite d'épreuves indépendantes. L'exposition élémentaire qui suit est valable seulement dans le cas du nombre fini des résultats différents possibles $E_k^{(1)} E_k^{(2)} \ldots$ de l'épreuve E_k. Mais le théorème démontré ci-dessous reste vrai pour le cas général.

Soit F_n une grandeur dépendante des n premières épreuves. Si la probabilité de l'inégalité

$$|F_n - D_n| < \varepsilon,$$

où D_n est l'espérance mathématique de F_n, tend vers *un*, quand n croît indéfiniment, quel que soit ε positif, on dit, que F_n est assujettie à *la loi des grands nombres*, ou que F_n est *stable*.

La plus simple espèce des conditions suffisantes pour la stabilité de F_n consiste dans des restrictions imposées à la variation de F_n. Il est naturel de considérer comme *variation de* F_n *par rapport à* E_k la borne supérieure de la différence

$$F_n(E_1^{(i_1)} \ldots E_{k-1}^{(i_{k-1})} E_k^{(i_k)} E_{k+1}^{(i_{k+1})} \ldots E_n^{(i_n)}) - F_n(E_1^{(i_1)} \ldots E_{k-1}^{(i_{k-1})} E_k^{(j_k)} E_{k+1}^{(i_{k+1})} \ldots E_n^{(i_n)})$$

quand $i_1 i_2 \ldots i_n$ et j_k prennent indépendamment toutes leurs valeurs possibles. Nous désignerons cette variation Ω_{nk}. En utilisant cette définition nous pouvons énoncer le théorème suivant :

Théorème. — *Si la somme*

$$\Omega_{n1}^2 + \Omega_{n2}^2 + \ldots + \Omega_{nn}^2$$

tend vers zéro, quand n croît indéfiniment, F_n *est assujettie à la loi des grands nombres.*

Corollaire. — Pour la stabilité de F_n est aussi suffisante la condition

$$\Omega_{nk} = o\left(\frac{1}{\sqrt{n}}\right). \tag{1}$$

Démonstration du théorème. — En désignant par B_n l'espérance mathématique du carré de la déviation $F_n - D_n$, on a la condition connue pour la stabilité de F_n,

$$B_n \to 0. \tag{2}$$

---

[1] Séance du 31 octobre 1927.

Pour rendre utile cette condition il faut donner une expression plus maniable de B_n. Dans ce but désignons par D_{nk} l'espérance mathématique de F_n, quand le résultat des k premières épreuves est connu. Désignons ensuite par Z_{nk} la différence $D_{nk} - D_{nk-1}$. Donc Z_{nk} est l'accroissement de l'espérance mathématique de F_n, quand le résultat de l'épreuve E_k devient connu. Il est évident, qu'on a

$$D_n = D_{n0}, \quad F_n = D_{nn},$$

(3) $$F_n - D_n = Z_{n1} + Z_{n2} + \ldots + Z_{nn}.$$

On peut démontrer que l'espérance mathématique de $Z_{ni} Z_{nk}$ $(i \neq k)$ est égale à *zéro*.

Soit $k > 1$. Supposons le résultat de $\varepsilon_1 \varepsilon_2 \ldots \varepsilon_{k-1}$ connu. Dans cette hypothèse l'espérance mathématique de D_{nk} est égale à D_{nk-1}; donc l'espérance mathématique de Z_{nk} est égale à zéro et, comme Z_{ni} est constante, l'espérance mathématique de $Z_{ni} Z_{nk}$ est aussi égale à zéro. Cela a lieu dans tous les cas qui peuvent être obtenus en résultat des épreuves $\varepsilon_1 \varepsilon_2 \ldots \varepsilon_{k-1}$. Donc l'espérance mathématique initiale de $Z_{ni} Z_{nk}$ est de même égale à zéro.

En désignant par β_{nk} l'espérance mathématique de Z^2_{nk}, nous obtenons donc :

(4) $$B_n = \beta_{n1} + \beta_{n2} + \ldots \beta_{nn}.$$

On peut démontrer que

$$\beta_{nk} \leq \frac{1}{4} \Omega^2_{nk},$$

(5) $$B_n \leq \frac{1}{4} (\Omega^2_{n1} + \Omega^2_{n2} + \ldots \Omega^2_{nn}).$$

L'inégalité (5) nous permet de déduire notre théorème de la condition (2).

Observation. — Dans le cas classique de Tchebicheff l'épreuve E_k consiste dans la définition d'une grandeur X_k et F_n est égale à la moyenne arithmétique de $X_1 X_2 \ldots X_n$. En désignant par d_k l'espérance mathématique de X_k et par b_k celle de $(X_n - d_n)^2$, on a

$$\beta_{nk} = \frac{b_k}{n},$$

$$\Omega_{nk} = \frac{\max X_k - \min X_k}{n}.$$

La condition (1) se transforme dans la condition connue

$$\max |X_n| = o(\sqrt{n}).$$

On a cherché jusqu'à présent des généralisations du cas de Tchebicheff, dans lequel F_n est égale à la somme de grandeurs indépendantes, en examinant des sommes de grandeurs dépendantes. Très souvent les membres de ces sommes sont des fonctions de quelques autres grandeurs indépendantes. Nous croyons, que dans de tels cas la méthode des fonctions arbitraires de grandeurs indépendantes, proposée ici, serait plus naturelle.

THÉORIE DES PROBABILITÉS. — *Sur une formule représentative du nombre des vivants.* Note [1] de M. R. **Risser**, présentée par M. Émile Borel.

Dans une étude publiée en 1905, Oltramare avait préconisé pour la représentation du logarithme de la probabilité de vie la formule suivante :

$$\log p_x = \alpha_0 + \alpha_1 c^x + \alpha_2 c^{2x} + \beta_1 c^{-x} + \beta_2 c^{-2x},$$

et n'avait considéré que les systèmes de constantes correspondant aux valeurs de $c > 1$.

Je rappellerai tout d'abord la méthode suivie par Oltramare et montrerai, ce qui était resté inaperçu jusqu'ici il me semble, que les six systèmes de constantes se ramènent à trois distincts, et qu'à chacun de ces systèmes se rattache une forme d'ajustement.

On considère tout d'abord les sommes

$$\text{(I)} \qquad \sum_{nk}^{n(k+1)-1} \log p_x = a_k \qquad \text{avec } k = (0, 1, 2, \ldots, 5),$$

puis les quantités

$$b_i = a_{i+1} - a_i \qquad \text{avec } i = (0, 1, \ldots, 4).$$

Si l'on pose

$$\alpha'_1 = \alpha_1 \frac{(c^n - 1)}{c - 1}, \qquad \alpha'_2 = \alpha_2 \frac{(c^{2n} - 1)}{c^2 - 1}, \qquad \beta'_1 = \beta_1 \frac{(c^{-n} - 1)}{c^{-1} - 1}, \qquad \beta'_2 = \beta_2 \frac{(c^{-2n} - 1)}{c^{-2} - 1},$$

$$\alpha'_1 (y - 1) = M, \qquad \alpha'_2 (y^2 - 1) = N,$$

$$\beta'_1 \frac{(y - 1)}{y} = P, \qquad \beta'_2 \frac{(y^2 - 1)}{y^2} = Q \qquad \text{avec } y = c^n,$$

on voit que l'on est conduit aux équations

$$\text{(II)} \qquad b_i = M y^i + N y^{2i} + P y^{-i} + Q y^{-2i} \qquad (i = 0, 1, \ldots, 4)$$

---

[1] Séance du 31 octobre 1927.

et, par suite, à l'équation

$$b_2\left(y^3+\frac{1}{y^3}\right)-(b_1+b_3)\left(y^2+\frac{1}{y^2}\right)+(b_2-b_1-b_3)\left(y+\frac{1}{y}\right)+(b_0+2b_2+b_4)=0,$$

qui se ramène à une équation du troisième degré en Z par la transformation $y+\frac{1}{y}=Z$.

Soient

$$(y_1, y_2, c_1, c_2), \quad (y_3, y_4, c_3, c_4), \quad (y_5, y_6, c_5, c_6)$$

les systèmes de valeurs de (y, c) qui se rattachent respectivement à (Z_1, Z_2, Z_3); nous allons montrer que les systèmes (y_1, y_3) conduisent à des fonctions interpolatrices identiques à celles déduites des systèmes (y_2, y_4); quant aux systèmes (y_5 et y_6), ils doivent être combinés pour faire apparaître une forme réelle, puisque dans l'exemple considéré Z_3 a une valeur négative λ.

Cas des racines y_1 et y_2 (système Z_1). — Soit

$$\alpha_0+\alpha_1 c_4^x+\alpha_2 c_1^{2x}+\beta_1 c_1^{-x}+\beta_2 c_1^{-2x},$$

la fonction interpolatrice relative au système (y_1, c_1), et

$$A_0+A_1 c_2^x+A_2 c_2^{2x}+B_1 c_2^{-x}+B_2 c_2^{-2x},$$

celle afférente au système $(y_2 c_2)$.

On remarque tout d'abord que la substitution de $\frac{1}{y}$ à y, et des quantités $(-P, -Q, M, N)$ à $(M, N, -P, -Q)$ ne modifie point le système des équations (II). Il s'ensuit facilement que

$$A'_1=\beta'_1, \qquad A'_2=\beta'_2, \qquad B'_1=\alpha'_1, \qquad B'_2=\alpha'_2.$$

Comme on a $A'_2=\beta'_2=A_2\frac{y_2^2-1}{c_2^2-1}$, on voit que $A_2=\beta_2$ et $A_1=\beta_1$. $B_1=\alpha_1$, $B_2=\alpha_2$, et de plus $A_0=\alpha_0$.

La fonction interpolatrice correspondant à (y_2, c_2) est identique à celle déduite de (y_1, c_1).

Cas des racines (y_5, y_6) (système Z_3). — On trouve immédiatement que c_5 et c_6 sont imaginaires conjuguées, et l'on voit que

$$A'_1=\beta'_1, \qquad A'_2=\beta'_2, \qquad B'_1=\alpha'_1, \qquad B'_2=\alpha'_2$$

Le calcul montre que

$$A_1=\beta'_1\frac{c_6-1}{y_6-1} \qquad \text{avec} \qquad c_6=\rho^{-1}e^{\frac{i\pi}{n}}, \qquad \text{et} \qquad \rho=|y_5|^{\frac{1}{n}}.$$

Quant à l'ensemble $\frac{1}{2}[A_1 c_6^x + \beta_1 c_5^{-x}]$, il est égal à

$$\frac{\beta'_1 \rho^{-x}}{y_6 - 1}\left[(c_6 - 1)e^{\frac{i\pi x}{n}} + (c_5^{-1} - 1)e^{-\frac{i\pi x}{n}}\right],$$

qui se réduit à

$$\frac{\beta'_1 \lambda \rho^{-x}}{y_6 - 1} \cos\left(\frac{\pi x}{n} + \mu\right) \qquad \text{avec} \qquad \lambda = \frac{\sqrt{1 - 2\rho\cos\frac{\pi}{n} + \rho^2}}{\rho},$$

et

$$\operatorname{tang}\mu = \frac{\sin\frac{\pi}{n}}{\cos\frac{\pi}{n} - \rho}.$$

La solution correspondante à Z_3 est

$$\begin{aligned}\alpha_0 &+ \frac{\alpha'_1 \rho^{-x}}{y_5 - 1}\lambda' \cos\left(\frac{\pi x}{n} + \mu'\right) + \frac{\beta'_1 \lambda \rho^{-x}}{y_6 - 1}\cos\left(\frac{\pi x}{n} + \mu\right) \\ &+ \frac{\alpha'_2 \rho^{2x}}{y_5^2 - 1}\lambda'' \cos\left(\frac{2\pi x}{n} + \mu''\right) + \frac{\beta'_2 \lambda''' \rho^{-2x}}{y_5^2 - 1}\left(\cos\frac{2\pi x}{n} + \mu'''\right).\end{aligned}$$

Il semble que des essais nouveaux devraient être tentés en introduisant les formes suivantes pour l'interpolation, où P_2 est un polynome du second degré :

$$\log p_x = P_2(x) + \alpha_1 c^2 + \beta_1 c^{-x},$$

$$\log p_x = P_2(x) + \alpha_1 c^x + \alpha_2 c^{2x} + \beta_1 c^{-x} + \beta_2 c^{-2x}.$$

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE. — *Contact des courbes gauches. Théorème de Meusnier et généralisations. Équation intrinsèque d'une surface.* Note [1] de M. B. GAMBIER.

1. Deux courbes gauches C et C_1 étant tangentes en M, et P, P_1 étant deux points de C et C_1 infiniment voisins de M, l'ordre infinitésimal de PP_1 donne l'ordre du contact; il importe aussi d'étudier la *direction* $\overrightarrow{PP_1}$; si l'ordre du contact est n, *toutes* les surfaces S contenant C et C_1 ont même plan tangent en M et ce plan ne change pas si l'on remplace C (ou C_1) par une courbe Γ (ou Γ_1) ayant en M avec C (ou C_1) un contact d'ordre $n+1$.

Pour $n = 1$, remplaçons C, C_1 par les cercles osculateurs Γ, Γ_1, la sur-

---

(1) Séance du 31 octobre 1927.

face S par la sphère (Γ, Γ_1) : nous obtenons l'énoncé du théorème de Meusnier, à savoir que les axes des cercles osculateurs aux diverses courbes d'une surface tangentes entre elles en un même point M coupent tous la normale en un même point M_2 : autrement dit *le théorème de Meusnier est vrai pour une surface quelconque parce qu'il est évident pour la sphère.*

De même, à tout système de courbes tracées sur une même surface et ayant entre elles un contact d'ordre n en un point M de cette surface correspond un point fixe M_{n+1} de la normale en M, intersection de cette normale avec le plan

$$\frac{d^{n+1}x_0}{ds^{n+1}}(X-x_0)+\frac{d^{n+1}y_0}{ds^{n+1}}(Y-y_0)+\frac{d^{n+1}z_0}{ds^{n+1}}(Z-z_0)=1,$$

où x_0, y_0, z_0 sont les coordonnées de M, s l'arc de la courbe étudiée. Cela résulte manifestement de l'identité $\mathrm{S}c\dfrac{dx}{ds}=0$ dérivée n fois; pour $n=1$, on a le théorème de Meusnier.

2. Sur une surface quelconque, appelons R, T, θ, les rayons de courbure et torsion, l'angle du plan osculateur et de la normale à la surface, et s l'arc de la courbe. Les éléments de la ligne (1)

$$(1)\qquad \mathrm{R},\ \theta;\quad \frac{d\mathrm{R}}{ds},\quad \frac{d\theta}{ds},\quad \mathrm{T};\quad \frac{d^2\mathrm{R}}{ds^2},\quad \frac{d^2\theta}{ds^2},\quad \frac{d\mathrm{T}}{ds};\quad \ldots;\quad \frac{d^n\mathrm{R}}{ds^n},\quad \frac{d^n\theta}{ds^n},\quad \frac{d^{n-1}\mathrm{T}}{ds^{n-1}}$$

font intervenir $u, v, u', \ldots, u^{(n+2)}$, en désignant $\dfrac{d^pu}{ds^p}$ par u^p. L'élimination de $u'', u''', \ldots, u^{(n+2)}$ donne $2n+1$ équations liant les éléments de cette ligne (1) à u, v, u' seuls : pour $n=0$, on a donc la relation donnant $\dfrac{\cos\theta}{\mathrm{R}}$; pour $n=1$, on a, en plus, la relation qui donne $\dfrac{1}{\mathrm{T}}-\dfrac{d\theta}{ds}$ et une autre moins connue, signalée par Laguerre, exprimant $2\tang\theta\left(\dfrac{1}{\mathrm{T}}-\dfrac{d\theta}{ds}\right)+\dfrac{d}{ds}\log\dfrac{\cos\theta}{\mathrm{R}}$ en u, v, u' seuls.

A partir de $n=2$, dans les relations qui s'ajoutent, on ne peut plus isoler d'une part les quantités (1) et d'autre part u, v, u'. En tout cas, il résulte de là que, pour une surface *donnée* (*qui n'est ni hélicoïdale, ni de révolution*), on peut écrire *deux équations intrinsèques* $F_1=0$, $F_2=0$, où F_1 et F_2 sont des fonctions convenables des expressions

$$(2)\quad \left\{\begin{array}{l} \dfrac{\cos\theta}{\mathrm{R}};\quad \dfrac{\sin\theta}{\mathrm{R}};\quad \dfrac{1}{\mathrm{T}}-\dfrac{d\theta}{ds};\quad 2\tang\theta\left(\dfrac{1}{\mathrm{T}}-\dfrac{d\theta}{ds}\right)+\dfrac{d}{ds}\log\dfrac{\cos\theta}{\mathrm{R}}, \\ \dfrac{d}{ds}\left(\dfrac{1}{\mathrm{T}}-\dfrac{d\theta}{ds}\right);\quad \dfrac{d}{ds}\left[2\tang\theta\left(\dfrac{1}{\mathrm{T}}-\dfrac{d\theta}{ds}\right)+\dfrac{d}{ds}\log\dfrac{\cos\theta}{\mathrm{R}}\right]. \end{array}\right.$$

L'élimination de θ conduit à *une équation intrinsèque*

$$\Phi\left(R, T, \frac{dR}{ds}, \frac{d^2R}{ds^2}, \frac{d^3R}{ds^3}, \frac{d^4R}{ds^4}, \frac{dT}{ds}, \frac{d^2T}{ds^2}, \frac{d^3T}{ds^3}\right)=0. \tag{3}$$

Pour les surfaces hélicoïdales ou de révolution, autres que la sphère, l'une des équations, $F_1 = 0$, ne contient que les éléments de la première ligne (2). Pour la sphère de rayon a, on obtient

$$\frac{\cos\theta}{R}=\frac{1}{a}, \qquad \frac{1}{T}-\frac{d\theta}{ds}=0, \qquad R^2+T^2\left(\frac{dR}{ds}\right)^2=a^2.$$

On constate assez aisément que F_1 ni F_2 ne peuvent être choisies *quelconques* en fonction des six arguments explicités plus haut. Il est curieux de signaler que, pour les surfaces algébriques, F_1 et F_2 sont algébriques par rapport aux expressions (2)

Il doit y avoir, dans cette voie, de nombreux problèmes intéressants.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Une proposition générale sur les fonctions hypergéométriques de plusieurs variables.* Note [1] de M. **Richard Birkeland.**

Une série $\Sigma c_{m,n} x^m y^n$ représente une fonction hypergéométrique de x et y lorsque les deux rapports $c_{m+1,n} : c_{m,n}$ et $c_{m,n+1} : c_{m,n}$ sont deux fonctions rationnelles fixes R_1 et R_2 de m et n. Soient $R_1 = f : f_1$, $R_2 = g : g_1$, où

$$f(m,n), \quad f_1(m,n), \quad g(m,n), \quad g_1(m,n) \tag{1}$$

sont des polynomes en m et n tels que f et f_1 de même que g et g_1 soient sans facteurs communs. Nous allons démontrer que : *Chacun des polynomes* (1) *est un produit de facteurs linéaires de la forme* $K(am+bn+c)$, *où* K, a, b, c *ne dépendent pas de m et n et où a et b sont des nombres entiers.* En effet de l'identité

$$c_{m+1,n}c_{m+1,n+1} : c_{m,n}c_{m+1,n} \equiv c_{m+1,n+1}c_{m,n+1} : c_{m,n+1}c_{m,n}$$

il suit :

$$\frac{f(m,n)}{f_1(m,n)}\frac{g(m+1,n)}{g_1(m+1,n)}=\frac{f(m,n+1)}{f_1(m,n+1)}\frac{g(m,n)}{g_1(m,n)}. \tag{2}$$

Soient $h_i(m,n)$ $(i=1,2,\ldots,\nu)$ les facteurs *indécomposables* des polynomes (1) ; si $h_i(m,n)$ est un facteur commun de $f(m,n)$ et $g(m,n)$ ou

---

[1] Séance du 17 octobre 1927.

de $f_1(m, n)$ et $g_1(m, n)$ nous donnerons le même indice i à ces deux facteurs (appelés ici facteurs marqués). Dans (2) nous supprimons ces facteurs communs et dirons que (2) sera alors *réduite*. *La relation réduite* (2) *contient et ne contient que deux facteurs du même indice*, et l'on peut identifier chacun des facteurs *non* marqués avec un facteur des polynomes

$$(3) \qquad f(m, n+1), \quad f_1(m, n+1), \quad g(m+1, n), \quad g_1(m+1, n).$$

On aura donc en désignant par (ε, ν) un des points $(0, 1)$ et $(1, 0)$ et par $h_1(m, n), \ldots, h_{\rho_1}(m, n)$ tous les facteurs non marqués

$$(4) \qquad h_s(m, n) \equiv h_{s_1}(m+\varepsilon, n+\nu) \qquad (s = 1, 2, \ldots, \rho_1).$$

Dans (2) il ne reste plus de facteurs des polynomes (1); il reste autant de facteurs des polynomes (3) qu'il y a de facteurs marqués. En identifiant ces $\mathfrak{L}$ facteurs restants on aura $\rho - \rho_1 = \frac{1}{2}\mathfrak{L}$ relations de la forme

$$(5) \qquad h_t(m, n+1) \equiv h_{t_1}(m+1, n).$$

Au lieu de (2) nous considérons dorénavant les relations (4) et (5). Nous prenons dans ces relations (qui contiennent et ne contiennent que deux facteurs de même indice) une relation contenant un indice quelconque i_0. Cette relation contient aussi un facteur d'indice i_1. Si $i_0 \neq i_1$, il existe une autre relation contenant l'indice i_1; soit i_2 indice de l'autre facteur qu'elle contient. Si i_2 est différent de i_0 et i_1, nous prendrons parmi (4) et (5) l'autre relation contenant l'indice i_2 et nous continuerons ainsi. On aura peu à peu ces relations écrites sous les formes

$$(6) \qquad h_{i_{r-1}}(m, n) \equiv h_{i_r}(m+\varepsilon_r, n+\nu_r) \qquad (r = 1, 2, \ldots, \alpha),$$

où les (ε_r, ν_r) peuvent prendre une des six valeurs $(0, 1)$, $(1, 0)$, $(0, -1)$, $(-1, 0)$, $(-1, 1)$ et $(1, -1)$. Si $h_{i_0}(m, n)$ est facteur non marqué, nous conviendrons de prendre celle des relations (4) ayant $h_{i_0}(m, n)$ à gauche. Si i_α est le premier indice égal à un des précédents, on aura $i_\alpha = i_0$. Désignons alors par b_{i_0} le cycle de relations (6) que nous caractériserons par

$$P_{i_0}(0, 1), \quad Q_{i_0}(1, 0), \quad R_{i_0}(0, -1), \quad S_{i_0}(-1, 0), \quad T_{i_0}(-1, 1), \quad U_{i_0}(1, -1),$$

ce qui veut dire : il existe P_{i_0} relations correspondant au point $(0, 1)$, Q_{i_0} au point $(1, 0)$, etc. Nous dirons qu'une relation (6) *correspond* au point (ε_r, ν_r). Si le facteur à gauche dans (6) est marqué, nous dirons que la relation est marquée. Soient R'_{i_0} et S'_{i_0} le nombre de relations *marquées* correspondant respectivement aux points $(0, -1)$ et $(-1, 0)$.

On aura $R_{i_0} = S_{i_0} = 0$; pour démontrer cela il suffit de démontrer que $R'_{i_0} = S'_{i_0} = 0$ car en examinant la formation des relations (6) on voit qu'il ne peut exister des relations non marquées correspondant aux points $(0, -1)$ et $(-1, 0)$ sans qu'il existe au moins une relation marquée correspondant aux mêmes points. Nous ordonnons toutes les relations (4) et (5) en cycles b_{i_0}. Le nombre total N des facteurs dans les polynomes (1) est $L + \Sigma(P_{i_0} + Q_{i_0} + R_{i_0} - R'_{i_0} + S_{i_0} - S'_{i_0})$, cette somme s'étendant à tous les cycles b_{i_0}. On aura (voir plus haut) $L = 2\Sigma(U_{i_0} + T_{i_0})$. Le nombre des facteurs des polynomes (3) est aussi égal à N et à

$$\Sigma[P_{i_0} + Q_{i_0} + R_{i_0} + S_{i_0} + 2(U_{i_0} + T_{i_0})].$$

En comparant, on aura $R'_{i_0} = S'_{i_0} = 0$. Ceci posé, en combinant peu à peu les α relations (6) on aura enfin

$$h_{i_0}(m, n) = h_{i_0}(m + \alpha_{i_0}, n + e_{i_0}),$$
$$\alpha_{i_0} = \varepsilon_1 + \ldots + \varepsilon_\alpha = Q_{i_0} + U_{i_0} - T_{i_0}, \qquad e_{i_0} = \nu_1 + \ldots + \nu_\alpha = P_{i_0} + T_{i_0} - U_{i_0}.$$

Si α_{i_0} et e_{i_0} ne sont pas nuls tous deux, les facteurs du cycle seront linéaires et de la forme énoncée. Il reste donc seulement à démontrer qu'on ne peut pas avoir $\alpha_{i_0} = e_{i_0} = 0$. Dans ce cas on aurait $P_{i_0} = Q_{i_0} = 0$ et l'on obtiendrait $\alpha_{i_0} = -e_{i_0} = \pm\alpha$.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur un travail récent de MM. Widder et Gergen.* Note [1] de M. **Mandelbrojt**, présentée par M. J. Hadamard.

Le résultat établi dans la Note de MM. Widder et Gergen [2] a été démontré par ces auteurs d'après les conversations que nous avons eues avant la publication de ma Note qu'ils citent et où je leur ai fait connaître le résultat.

D'autre part après la publication de ma Note, M. Pòlya m'a fait savoir qu'on peut conclure le fait que $\Sigma a_{\lambda_n} x^{\lambda_n}$ admet le cercle de convergence comme coupure, avec les a_{λ_n} arbitraire $(R = 1)$ la suite $\{\lambda_n\}$ satisfaisant à une condition semblable et plus générale que la nòtre (φ, étant irrationnel, l'ensemble dérivé de $e^{i2\pi\lambda_n\varphi}$ est de mesure nulle) en partant d'un théorème connu de M. Fabry et d'un résultat arithmétique de M. Herman Weyl.

---

(1) Séance du 24 octobre 1927.

(2) *Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 829.

Il me semble pourtant que la Note de MM. Widder et Gergen conserve son intérêt par l'emploi d'une méthode simple (ils la simplifient d'ailleurs dans un Mémoire qui va paraître) et par le fait qu'ils démontrent, au contraire, une partie importante du théorème de M. Fabry, en partant d'un résultat plus simple que ceux employés par les autres auteurs pour le même but.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Application d'une méthode nouvelle d'intégration aux équations* $y' = R(x, y)$ (R rationnel en y). Note [1] de M. **Edm. Lahaye**, présentée par M. Goursat.

Nous voudrions indiquer quelques-uns des résultats que nous avons obtenus par l'application d'une méthode d'intégration, énoncée dans une Note précédente [2], aux équations de la forme $y' = \frac{P(x, y)}{Q(x, y)}$, où P et Q sont des polynomes en y, et sont analytiques par rapport à x.

Si p et q sont respectivement les plus hautes puissances de y dans P et Q, nous supposerons d'abord $p \leqq q+1$. Dans ces conditions, soit l'équation

$$(1) \qquad y'\left(\sum_{r=0}^{r=q} A_r y^r\right) = \sum_{s=0}^{s=q+1} B_s y^s \qquad (A_q \neq 0).$$

Par notre procédé, nous sommes conduit, pour trouver l'intégrale qui se réduit à y_0 pour $x = x_0$, aux relations suivantes :

$$\sum_{r=0}^{r=q} \frac{A_r}{r+1} y_1^{r+1} = \sum_{r=0}^{r=q}\left(\frac{A_r}{r+1} y^{r+1}\right)_0 + \int_{x_0}^{x} \sum_{s=0}^{s=q+1} B_s y_0^s \, dx + \int_{x_0}^{x} \sum_{r=0}^{r=q} \frac{A'_r}{r+1} y_0^{r+1} \, dx,$$

$$\sum_{r=0}^{r=q} \frac{A_r}{r+1} y_2^{r+1} = \sum_{r=0}^{r=q}\left(\frac{A_r}{r+1} y^{r+1}\right)_0 + \int_{x_0}^{x} \sum_{s=0}^{s=q+1} B_s y_1^s \, dx + \int_{x_0}^{x} \sum_{r=0}^{r=q} \frac{A'_r}{r+1} y_1^{r+1} \, dx,$$

. . . .

$$\sum_{r=0}^{r=q} \frac{A_r}{r+1} y_n^{r+1} = \sum_{r=0}^{r=q}\left(\frac{A_r}{r+1} y^{r+1}\right)_0 + \int_{x_0}^{x} \sum_{s=0}^{s=q+1} B_s y_{n-1}^s \, dx + \int_{x_0}^{x} \sum_{r=0}^{r=q} \frac{A'_r}{r+1} y_{n-1}^{r+1} \, dx$$

$$(n \to \infty),$$

où l'on prendra la détermination de y_i se réduisant à y_0 pour $x = x_0$.

---

(1) Séance du 31 octobre 1927.

(2) *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 172.

Si $p \leqq q+2$, l'équation à résoudre sera de la forme

$$(2)\qquad y'\left(\sum_{r=0}^{p-q} A_r y^r\right) = \sum_{s=0}^{q+1+k} B_s y^s, \qquad \text{avec } k \text{ entier, positif, } \neq 0,\ B_{q+1+k} \neq 0.$$

Posons $y = \frac{u}{v}$. L'intégrale, qui se réduit à y_0 pour $x = x_0$, nous conduit aux relations suivantes, où les quantités E_0, C_α, D_β se déduisent aisément des quantités A_r et B_s,

$$u_1 = u_0 + \int_{x_0}^{x} E_0 v_0 \, dx,$$

$$\sum_{\alpha=0}^{\alpha=q+k-1} C_\alpha v_1^{q+k-\alpha} u_1^\alpha = \sum_{\alpha=0}^{\alpha=q+k-1} (C_\alpha v^{q+k-\alpha} u^\alpha)_0 + \int_{x_0}^{x} \sum_{\beta=0}^{\beta=q+k} D_\beta v_0^{q+k-\beta} u_0^\beta \, dx;$$

. . . . ;

$$u_n = u_0 + \int_{x_0}^{x} E_0 v_{n-1} \, dx,$$

$$\sum_{\alpha=0}^{\alpha=q+k-1} C_\alpha v_n^{q+k-\alpha} u_n^\alpha = \sum_{\alpha=0}^{\alpha=q+k-1} (C_\alpha v^{q+k-\alpha} u^\alpha)_0 + \int_{x_0}^{x} \sum_{\beta=0}^{\beta=q+k} D_\beta v_{n-1}^{q+k-\beta} u_{n-1}^\beta \, dx$$

$$(n \to \infty),$$

où l'on prendra les déterminations de u_i et v_i qui se réduisent respectivement à u_0 et v_0 pour $x = x_0$.

Nous avons démontré que le long d'un chemin d'intégration qui évite les points singuliers fixes et mobiles, y_n et $\frac{u_n}{v_n}$ convergent uniformément vers une limite qui représente respectivement l'intégrale de (1) et (2) satisfaisant aux conditions initiales données.

Nous sommes ainsi amené à une méthode d'approximations successives généralisant celle de M. Picard et valable le long de toute ligne convenablement choisie. Cette méthode nous permet une étude systématique des développements dans le domaine des points critiques transcendants et de montrer, en particulier, que les points critiques sont isolés.

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Propriétés des câbles métalliques d'extraction déduites des statistiques, des essais et des constatations en service.* Note [1] de M. **Félix Leprince-Ringuet**, présentée par M. Rateau.

Les câbles métalliques d'extraction font l'objet, au cours de leur service, d'essais sur fils englobant la majorité des 70 à 250 fils de chaque patte coupée, et d'un examen minutieux des fils visibles. Jusqu'ici les essais ne donnent que dans moins de 4 pour 100 des cas des résultats assez concluants pour déterminer la dépose des câbles; dans tous les autres cas on se guide sur un ensemble d'appréciations.

Si l'on admet qu'en moyenne ces appréciations, lorsqu'elles sont effectuées par les mêmes personnes, fixent de manière comparable la fatigue des câbles au moment de leur dépose, on peut rapporter à leur durée de service prise comme unité les constatations faites à différentes époques. On constate alors qu'en prenant des moyennes portant sur un grand nombre de câbles, il s'en dégage des lois très régulières; mais, dans chaque cas individuel, les écarts probables sont assez grands pour les masquer. Je me suis servi des constatations faites dans les mines de la Sarre au cours des huit dernières années sur environ 700 câbles.

La figure 1 montre les résultats obtenus par les essais de flexion et de traction sur fils, rapportés au chiffre initial 100. On voit que *la baisse des flexions suit une ligne droite*. L'allure parabolique de la baisse de la *résistance* à la traction est due à ce que l'on exclut les fils dont la résistance est inférieure aux 80 pour 100 de la résistance moyenne et ceux qui ne donnent pas un nombre de flexions suffisant : leur proportion croît avec le temps. La grandeur des écarts probables montre pourquoi les essais individuels ne peuvent qu'exceptionnellement fournir des indications utilisables.

Les *essais de torsion* ne sont pratiqués que depuis peu d'années. Pour les interpréter, j'ai d'abord établi la courbe (1) (*fig.* 2), obtenue par éléments successifs en groupant les essais donnant des nombres de torsions voisins sur une longueur de fil de 100 fois son diamètre. Il n'y a en effet que peu de câbles pour lesquels on descende en fin de service au-dessous de 5 torsions. Cette courbe présente un point d'inflexion au voisinage de 13 torsions. Elle a permis les interpolations nécessaires pour obtenir la courbe (2) qui donne les moyennes observées en fonction de la durée de

(1) Séance du 17 octobre 1927.

service et la grandeur des écarts probables. Les essais de torsion se distinguent des précédents par *la continuité de la baisse* pour un câble donné et par *une bien moindre amplitude des écarts. Aussi paraissent-ils susceptibles de fournir un critérium utile.*

Les *ruptures de fils* suivent, dans l'ensemble, *une loi exponentielle rigoureuse*. C'est ce que montrent les points de la figure 3 obtenus en prenant les

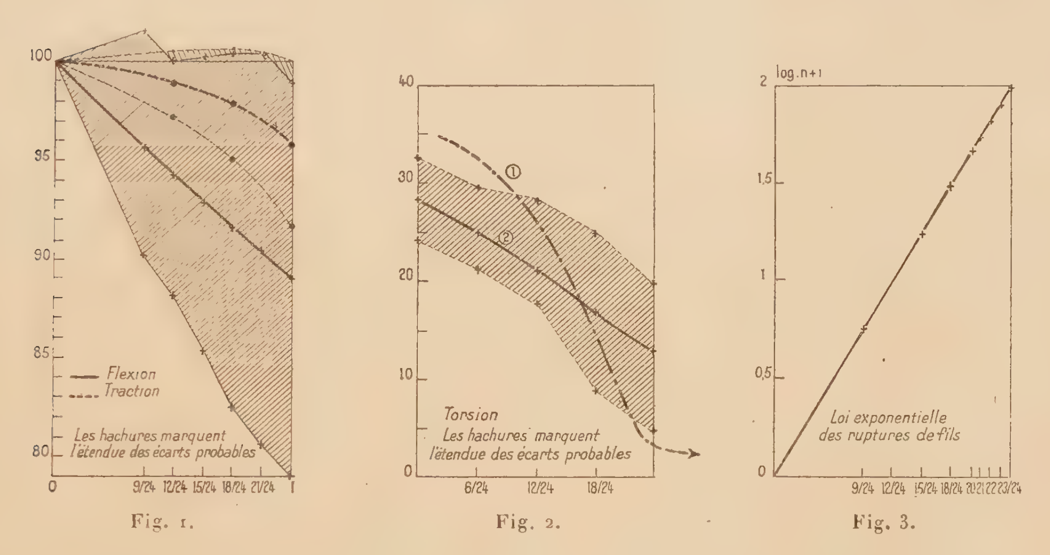


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

moyennes n pour 100 ruptures observées à la dépose, et portant $\log n + 1$ en ordonnées. Pour chaque câble individuellement, on peut déterminer une relation : $\log(N + c) = \gamma M + \log c$ entre le nombre N des ruptures et la durée M de service en mois par 2 déterminations déterminant les constantes c et γ, la première lorsque l'on observe au moins 5 ruptures, la seconde à une époque quelconque. L'expérience montre que l'on peut calculer ainsi *a priori* le moment où le nombre des ruptures atteindra un chiffre donné *avec une erreur probable inférieure à 4 pour* 100. *Cette loi présente ainsi un très grand intérêt pratique.*

La comparaison des services effectués dans un même puits par les *câbles supérieurs et inférieurs* montre que, contrairement aux idées reçues, les flexions alternées de ces derniers ne se traduisent, sur les moyennes, par aucune diminution à l'écart probable près (2 pour 100).

Si, encore dans les mêmes puits, on compare les périodes d'activité ralentie aux périodes d'activité normale, on met en évidence l'existence d'une relation approximative $B = M^{1-u} W^{u}$ entre la durée de service M et le tonnage kilométrique W de la patte du câble, dans laquelle $u = 0,5$ avec un écart pro-

bable de 0,15. Cette relation permet de définir *le rendement* $B = \sqrt{MW}$ d'un câble travaillant dans un puits donné, rendement proportionnel au tonnage extrait lorsque l'activité $\frac{W}{M}$ demeure constante.

Cette loi permet d'aborder les comparaisons entre des puits différemment outillés. En particulier elle permet d'établir que la *vitesse de marche*, variant entre 1 et 20 m/s, n'exerce aucune influence appréciable sur le rendement non plus que le *rapport du diamètre d'enroulement au diamètre d* des fils, mais par contre que l'augmentation de ce dernier multiplie le rendement comme $d^{0,75}$, *ce qui met en évidence l'avantage des gros fils;* enfin elle confirme que les aciers à 175 kg/mm² donnent un rendement moindre, de 8 pour 100 environ, que ceux à 150 kg/mm².

Les lois ainsi dégagées permettent, dans une large mesure, de substituer à l'appréciation un critérium de la sécurité et d'améliorer les conditions d'emploi des câbles.

HYDRODYNAMIQUE. — *Mouvement rotationnel vertical plan des liquides parfaits. Écoulement par un orifice.* Note [1] de M. **J. Grialou.**

Dans la Communication précédente du 1er septembre 1927, je me suis servi de la relation $\frac{\Delta u}{u} = \frac{\Delta w}{w} = \text{const.}$ pour établir la théorie du déversoir en mince paroi. Je crois utile de montrer aujourd'hui une application nouvelle et intéressante de la même théorie aux écoulements par des orifices.

Je prendrai par exemple le cas simple, indiqué sur la figure, d'un écoulement par un orifice CD, de hauteur h percé dans la paroi verticale d'un vase de longueur l et de largeur égale à l'unité, où le liquide est maintenu, malgré l'écoulement, à une hauteur constante $(H + h)$ au-dessus du fond horizontal; on suppose donc le régime permanent et le liquide parfait.

En tenant compte des conditions aux limites relatives à la forme des parois et de ce que l'écoulement s'effectue sur la section horizontale située à une hauteur h au dessus du fond ED, avec une verticale vitesse w variable avec la distance x à la paroi EA, on voit aisément qu'on est amené à écrire :

$$w = A(e^{nx} + e^{-nx}) \cos mz, \tag{1}$$

---

[1] Séance du 26 septembre 1927.

et comme $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$,

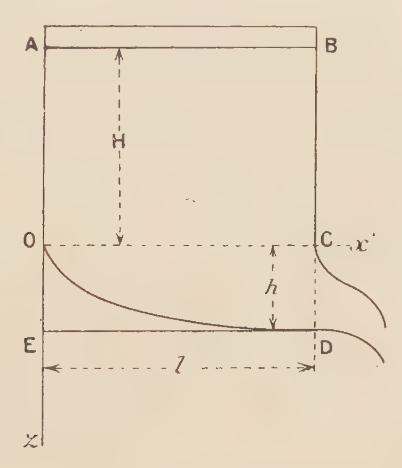
$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial u}{\partial x} = -mA(e^{nx} + e^{-nx}) \sin mz$$

et, en intégrant,

$$u = F(z) + \frac{m}{n} A(e^{nx} - e^{-nx}) \sin mz. \tag{2}$$

Comme pour $x = 0$, $u = 0$, $F(z) = 0$ et

$$u = \frac{m}{n} A(e^{nx} - e^{-nx}) \sin mz. \tag{2^{bis}}$$



L'équation différentielle des trajectoires est

$$\frac{w}{u} = \frac{dz}{dx} = \frac{(e^{nx} + e^{-nx}) \cos mz}{\frac{m}{n}(e^{nx} - e^{-nx}) \sin mz} \tag{3}$$

et, en intégrant,

$$(e^{nx} - e^{-nx}) \cos mz = \text{const.}, \tag{4}$$

équation générale des trajectoires.

La trajectoire inférieure OD donne $w = 0$ pour $x = l$, $z = +h$; donc

$$mh = \frac{\pi}{2}, \qquad m = \frac{\pi}{2h}. \tag{5}$$

La vitesse étant constante le long de OD, on a

$$w_{00} = u_{2h}; \quad 2A = \frac{m}{n} A(e^{nl} - e^{-nl}) \quad \text{ou} \quad \frac{2}{m} = \frac{e^{nl} - e^{-nl}}{n}, \tag{6}$$

p_1 étant la pression intérieure en D et p_0 la pression atmosphérique extérieure, on a

$$(7)\qquad H + \frac{p_0}{\Pi} = \frac{p_1}{\Pi}; \qquad u_{2h} = \sqrt{2g\left(\frac{p_1 - p_0}{\Pi}\right)} = \sqrt{2gH} = 2A.$$

L'équation (6) donne n, m étant donnée par (5) et A par la relation (7).

Le débit Q, par unité de largeur, aura pour expression

$$Q = \int_0^h u_l\,dz = \int_0^h \frac{mA}{n}(e^{nl} - e^{-nl})\sin mz\,dz$$
$$= \int_h^0 \frac{A}{n}(e^{nl} - e^{-nl})\,d\cos mz = \frac{A}{n}(e^{nl} - e^{-nl}) = \frac{2A}{m}, \qquad \text{[d'après (6)]},$$

et en remplaçant A et m par leurs valeurs (7) et (5):

$$Q = \boxed{\frac{2}{\pi}h\sqrt{2gH}} = \frac{2}{\pi}(h \times 1)\sqrt{2gH},$$

$h \times 1$ représente la section Ω d'écoulement et $\frac{2}{\pi}$ le coefficient de contraction de Newton, quand on admettait l'hypothèse d'une section contractée.

On aura aussi

$$Q = \int_0^l w_{0x}\,dx = \int_0^l (A\,|\,e^{nx} + e^{-nx})\,dx = \frac{A}{n}(e^{nl} - e^{-nl}).$$

On remarquera qu'on a bien $\frac{\Delta u}{u} = \frac{\Delta w}{w}$, puisque :

$$2\eta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{c^2 A}{n}(e^{nx} + e^{-nx})\cos mz, \qquad \text{avec } m^2 - n^2 = c^2,$$
$$2\frac{\partial \eta}{\partial z} = \Delta u = -\frac{c^2 A m}{n}(e^{nx} - e^{-nx})\sin mz = -c^2 u,$$
$$2\frac{\partial \eta}{\partial x} = -\Delta w = c^2 A\,(e^{nx} + e^{-nx})\cos mz = c^2 w,$$
$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{\Delta w}{w} = -c^2.$$

Cet exemple montre comment on peut traiter les questions d'écoulements par orifices d'une manière rationnelle et particulièrement simple.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Le problème des n corps dans la théorie de la relativité.* Note (¹) de M. **Th. De Donder.**

1. Considérons n corps massiques et cherchons les équations aux dérivées partielles qui régissent leur champ gravifique. Chacun de ces corps sera désigné par un indice ν; on aura donc $\nu = 1, 2, \ldots, n$.

En généralisant la méthode d'Einstein, posons :

$$(1)\qquad (\partial s_\nu)^2 \equiv \sum_\alpha \sum_\beta g^\nu_{\alpha\beta}\, \partial x^\alpha_\nu\, \partial x^\beta_\nu \qquad (\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4;\quad \nu = 1, \ldots, n),$$

où

$$(2)\qquad g^\nu_{\alpha\beta} = g^\nu_{\alpha\beta}(x^1_1, \ldots, x^4_1, \ldots; x^1_n, \ldots, x^4_n).$$

Posons, en outre,

$$(3)\qquad (\partial s)^2 = \sum_\nu (\partial s_\nu)^2.$$

La forme différentielle (3) renferme donc $10n$ fonctions (2) dépendant des $4n$ coordonnées des n corps (ponctuels) considérés.

Adoptons les notations et procédés développés dans notre *Théorie des champs gravifiques* (²), et posons :

$$(4)\qquad \mathfrak{M}^g_\nu = b\, C_\nu \sqrt{-g_\nu},$$

où b est une constante universelle et où C_ν est la courbure de Gauss de (1). Posons, en outre,

$$(5)\qquad \mathfrak{M}^g \equiv \sum_\nu \mathfrak{M}^g_\nu.$$

Passons à la fonction phénoménale et posons ici :

$$(6)\qquad \mathfrak{M}_\nu \equiv \mathfrak{N}_\nu W^2,$$

où

$$W^2 \equiv \sum_\nu W^2_\nu \qquad \text{et} \qquad W^2_\nu \equiv \sum_\alpha \sum_\beta g^{\alpha\beta}_\nu u^\nu_\alpha u^\nu_\beta.$$

Le symbole $\mathfrak{N}_\nu$ représente la $\nu^{\text{ième}}$ densité massique généralisée.

(¹) Séance du 31 octobre 1927.

(²) Voir *Mémorial des Sciences mathématiques*, fascicule XIV, Paris, 1926.

Les $10n$ équations fondamentales du champ gravifique cherché s'écrivent

$$\frac{\partial(\mathfrak{M}^{g} + \mathfrak{M})}{\partial g_{\nu}^{\alpha\beta}} = 0 \tag{8}$$

ou bien encore

$$\boxed{b\sqrt{-g_{\nu}}\, C_{\alpha\beta}^{\nu} = \mathfrak{N}\left(u_{\alpha}^{\nu} u_{\beta}^{\nu} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta}^{\nu} W_{\nu}^{2}\right)} \tag{9}$$

en posant

$$\mathfrak{N} = \sum \mathfrak{N}_{\nu}. \tag{10}$$

2. Remarquons que les quatre identités fondamentales de la Gravifique einsteinienne subsistent pour *chacun* des $(\partial s_{\nu})^2$ qui figurent dans (1). De ces $4n$ identités et des $10n$ équations gravifiques (9) nous déduisons *les $4n$ équations de la mécanique des n corps :*

$$\mathfrak{N}\left[\frac{d}{ds}\left(\frac{\partial \frac{1}{2} W_{\nu}^{2}}{\partial u_{\nu}^{\alpha}}\right) - \left(\frac{\partial \frac{1}{2} W_{\nu}^{2}}{\partial x_{\nu}^{\alpha}}\right)\right] + u_{\alpha}^{\nu} \sum_{\beta} \left(\frac{\partial(\mathfrak{N} u_{\nu}^{\beta})}{\partial x_{\nu}^{\alpha}}\right) = 0. \tag{11}$$

Multiplions par $\partial x_{\nu}^{1} \ldots \partial x_{\nu}^{4}$; d'où, dans le cas de *n points* de masses $m_1 \ldots m_n$, les $4n$ équations

$$\frac{d}{ds}\left(\frac{\partial L_{\nu}}{\partial u_{\nu}^{\alpha}}\right) - \left(\frac{\partial L_{\nu}}{\partial x_{\nu}^{\alpha}}\right) = 0 \qquad (\alpha = 1, \ldots, 4;\ \nu = 1, \ldots, n), \tag{12}$$

où l'on a posé

$$L_{\nu} \equiv \frac{1}{2} m_{\nu} W_{\nu}^{2}. \tag{13}$$

TÉLÉGRAPHIE SANS FIL. — *Influence des surfaces de discontinuité atmosphériques sur la propagation des ondes courtes.* Note [1] de M. **Georges-Henri Huber**, présentée par M. H. Deslandres.

Au cours de sa campagne en Norvège et en Islande l'aviso *Ville-d'Ys* a assuré un service régulier de transmissions météorologiques par ondes courtes. Six fois par jour, les émissions faites simultanément sur 65 et 24^{m} étaient

---

[1] Séance du 31 octobre 1927.

écoutées par des postes de la région parisienne, des postes privés de l'intérieur, ou des postes côtiers.

Nous avons étudié d'une façon continue l'influence des phénomènes météorologiques sur la propagation des ondes et observé :

1° Que le front polaire pouvait gêner la propagation des ondes courtes;

2° Dans quelles circonstances cet obstacle se présentait.

A. Le 12 avril 1927, entre Trondjhem et Svolvaer, la *Ville-d'Ys* se trouve dans un secteur froid (air polaire direct) : toutes nos écoutes sont mauvaises, seules deux de nos émissions sont bien reçues en France.

Le 13 avril, le front froid est très affaibli, une forte baisse barométrique vient de la mer du Nord, amenant une forte invasion de SW délimitée par un front chaud très marqué. La *Ville-d'Ys* passe à l'W du front chaud vers $12^h 00$. Nos émissions arrivent très faibles ou illisibles à Paris; l'émission de $12^h, 40^m$ jusqu'alors la mieux reçue n'arrive pas. Par contre nos écoutes ne sont qu'affaiblies.

Le 14 avril, situation calme, meilleures communications.

Le 15, un front froid très marqué s'étend au sud de nous, orienté sensiblement SSW, NNE, suivant une droite qui irait de Brest à Hambourg (situationà 7^h le matin). Nous n'entendons plus la France qui nous reçoit mal, mais nous entendons le *Jacques-Cartier* qui se trouve dans l'Atlantique.

Le 16 avril, l'invasion d'air polaire a gagné l'Europe occidentale; les communications sont normales.

B. Le 24 et le 25 avril, à Kristiansund, en plein secteur froid avec invasion d'air polaire maritime sur l'Europe occidentale (front passant par l'Écosse, la Hollande et le Danemark). Nous n'entendons plus les postes français, sauf celui d'Issy-les-Moulineaux, dont l'émission de $12^h 50^m$ sur 33^m est particulièrement forte et bonne. En France, Brest et Mantallot (Côtes-du-Nord) nous entendent avec un affaiblissement tandis que Paris, que nous n'entendons pas, nous entend bien; le 26 avril, situation plus calme, communications normales; le 27, entre Kristiansund et les Féroë, violent coup de vent du Nord. Les vents du Nord couvrent toute la mer du Nord constituant une forte invasion polaire avec, vers $13^h, 00$, front très marqué passant par le sud de l'Islande, le centre de l'Angleterre et remontant vers le sud de la Norvège. Il nous est impossible de rien entendre, alors que nos émissions ne subissent qu'un léger affaiblissement.

C. Les 20 et 21 mai (en Islande) deux surfaces de discontinuité s'interposent entre la *Ville-d'Ys* et la France, ni émissions ni réceptions ne passent à travers ce double écran. Le 12 mai, l'invasion polaire a gagné la *Ville-d'Ys*. Il ne subsiste que le front froid; on nous entend en France mais nous n'entendons toujours pas.

Conclusions. — De cette série d'observations, il apparaît que :

1° Les surfaces de discontinuité atmosphérique constituent un obstacle à la propagation des ondes courtes. Le fait est surtout très net pour le front polaire proprement dit qui présente souvent des discontinuités très franches. L'obstacle est d'ailleurs d'autant plus sérieux que la fraction du front située

entre les deux postes cherchant à communiquer entre eux est plus marquée.

2° Une surface de discontinuité formant avec le sol deux dièdres, l'un aigu, l'autre obtus, les émissions du poste situé dans le dièdre aigu sont beaucoup moins gênées que ses réceptions. On a vu qu'un tel poste pouvait fort bien ne pas entendre ses correspondants au delà du front et être entendu par eux.

Il semble en outre que, plus l'un des deux correspondants est voisin du front, plus l'obstacle présenté à la propagation est considérable (observations des 13 et 27 avril).

ÉLECTRICITÉ. — *Les phénomènes d'absorption des gaz et l'équilibre de la pression dans les lampes sans filament.* Note (1) de M. J. **Risler**, présentée par M. Paul Janet.

On sait qu'une des causes de l'arrêt de fonctionnement des lampes luminescentes, c'est-à-dire à atmosphère gazeuse, est la diminution de la pression intérieure du gaz et sa disparition.

Ces phénomènes proviennent comme on le sait de l'absorption du gaz par la paroi du verre ou par l'équipement métallique constituant les électrodes de la lampe. Étudié particulièrement par Moore, G. Claude, ce phénomène a constitué le principal obstacle à l'éclairage par luminescence.

Reprenant des expériences dans ce même ordre d'idées j'ai montré en 1925 qu'un tube à trois électrodes pouvait fonctionner pendant une très longue durée si l'on avait soin d'introduire dans une électrode de dérivation certains corps émettant des vapeurs d'azote, d'acide carbonique, etc. (2).

Dans ces études récentes concernant une lampe sans filament destinée à redresser le courant alternatif, j'ai constaté que la pression du gaz pouvait être équilibrée à l'aide d'un dispositif émettant une quantité de vapeur à peu près équivalente au volume régulièrement absorbé par l'équipement métallique et les parois de la lampe.

Ce résultat assez curieux est obtenu de la façon suivante : on loge à l'intérieur d'un cylindre de grande superficie, faisant fonction de cathode, les deux électrodes destinées à redresser les alternances successives. Ces deux électrodes sont creuses et contiennent une petite quantité d'un corps

---

(1) Séance du 31 octobre 1927.

(2) *Revue générale d'Électricité*, 18, 7 novembre 1925, p. 788.

organique (anthraquinone, par exemple) dégageant des vapeurs de CO^2 par électro-vaporisation.

A la jauge de Mac Leod, on constate, dans ces conditions, que la pression intérieure de CO^2 se maintient constante aux environs de 10^{-1} mm de mercure. Si l'on branche la lampe sur un transformateur de 350 volts et si l'on introduit un milliampèremètre dans le circuit, on constate que l'aiguille reste fixe pendant plusieurs heures montrant ainsi que le débit du courant redressé reste constant.

L'ordre de grandeur de ce débit peut varier suivant les caractéristiques du transformateur et du rhéostat employés.

On peut suivre à l'œil les phénomènes d'autorégulation qui apparaissent comme de petits éclatements au niveau des anodes. Ces éclatements sont occasionnés par l'expulsion d'une petite quantité de gaz provoquée par la fusion du corps organique.

SPECTROSCOPIE. — *Sur la structure du spectre de* O II. Note [1] de M. **C. Mihul**, présentée par M. A. Cotton.

Les termes du spectre de O II, qui dérivent de la configuration électronique normale de O III, se répartissent entre un couple a de systèmes de quadruplets et de doublets rattaché au multiplet ^3P de O III, un système a' de doublets rattachés au multiplet ^1D de O III et un système a' de doublets rattachés au terme ^1S de O III.

Aux termes déjà connus du système a des quadruplets, j'ai pu adjoindre le multiplet $a4p\,^4D$ qui correspond à l'orbite $4p$ de l'électron émissif et donne avec le terme $a3d.\,^4F$ les combinaisons suivantes :

λ.	i.	ν.	Combinaisons.
6895,29	5	14498,66	$a3d.\,^4F_{\frac{9}{2}} - a4p.\,^4D_{\frac{7}{2}}$
6846,97	1	14600,98	$a3d.\,^4F_{\frac{7}{2}} - a4p.\,^4D_{\frac{7}{2}}$
6906,54	4	14475,04	$a3d.\,^4F_{\frac{7}{2}} - a4p.\,^4D_{\frac{5}{2}}$
6869,74	1	14552,58	$a3d.\,^4F_{\frac{5}{2}} - a4p.\,^4D_{\frac{5}{2}}$
6910,75	3	14466,23	$a3d.\,^4F_{\frac{5}{2}} - a4p.\,^4D_{\frac{3}{2}}$
6885,07	1	14520,18	$a3d.\,^4F_{\frac{3}{2}} - a4p.\,^4D_{\frac{3}{2}}$
6908,11	2	14471,75	$a3d.\,^4F_{\frac{3}{2}} - a4p.\,^4D_{\frac{1}{2}}$

[1] Séance du 31 octobre 1927.

D'après cela les valeurs des quatre termes $a4p\,{}^4D$ sont :

$${}^4D_{\frac{1}{2}} = 37591,40, \quad {}^4D_{\frac{3}{2}} = 37542,91, \quad {}^4D_{\frac{5}{2}} = 37456,35, \quad {}^4D_{\frac{7}{2}} = 37330,25.$$

Aux termes déjà connus du système a' des doublets, j'ai ajouté aussi les termes $a'.3p.{}^2F$ et les termes $a'.3d.{}^2F$ et $a'.3d.{}^2G$, qui donnent les combinaisons suivantes :

Combinaisons de $a'3p.{}^2F$ avec $a'3s.{}^2D$ et $a'4s.D$.

λ.	i.	ν.	Combinaison.
4590,94	7	21775,97	$a'3s.{}^2D_{\frac{5}{2}} - a'3p.{}^2F_{\frac{7}{2}}$
4596,13	6	21751,33	$a'3s.{}^2D_{\frac{3}{2}} - a'3p.{}^2F_{\frac{5}{2}}$
3273,54	52	30539,20	$a'3p.{}^2F_{\frac{7}{2}} - a'4s.{}^2D_{\frac{5}{2}}$
3270,96	42	30563,23	$a'3p.{}^2F_{\frac{5}{2}} - a'4s.{}^2D_{\frac{5}{2}}$

Combinaisons de $a'3p.{}^2F$ avec $a'3d.{}^2D$ et $a'3d.{}^2G$.

λ.	i.	ν.	Combinaison.
4113,82	2	24301,46	$a'3p.{}^2F_{\frac{7}{2}} - a'3d.{}^2D_{\frac{5}{2}}$
4110,21	1	24322,86	$a'3p.{}^2F_{\frac{5}{2}} - a'3d.{}^2D_{\frac{3}{2}}$
4189,78	8	23860,88	$a'3p.{}^2F_{\frac{7}{2}} - a'3d.{}^2G_{\frac{5}{2}}$
4185,44	6	23885,62	$a'3p.{}^2F_{\frac{5}{2}} - a'3d.{}^2G_{\frac{7}{2}}$

Combinaisons de $a'3d.F$ avec $a'3p\,D$, $a'3p.F$ et $a3pD$.

λ.	i.	ν.	Combinaison.
4698,99	3	21275,24	$a'3p.{}^2D_{\frac{5}{2}} - a'3d.{}^2F_{\frac{7}{2}}$
4698,48	1	21277,55	$a'3p.{}^2D_{\frac{5}{2}} - a'3d.{}^2F_{\frac{5}{2}}$
4703,14	3	21256,47	$a'3p.{}^2D_{\frac{3}{2}} - a'3d.{}^2F_{\frac{5}{2}}$
4448,20	4	22474,14	$a'3p.{}^2F_{\frac{7}{2}} - a'3d.{}^2F_{\frac{7}{2}}$
4443,04	3	22500,83	$a'3p.{}^2F_{\frac{5}{2}} - a'3d.{}^2F_{\frac{5}{2}}$
2530,30	8	39509,1	$a3p.{}^2D_{\frac{5}{2}} - a'3d.{}^2F_{\frac{7}{2}}$
2517,97	6	39702,5	$a3p.{}^2D_{\frac{3}{2}} - a'3d.{}^2F_{\frac{5}{2}}$

Les combinaisons de $a'3d.{}^2F$ avec $a'3p.{}^2D$ et $a'3p.{}^2F$, de même que celles de $a'3p.{}^2F$ avec $a'3\,dD$ sont justifiées par mes observations de l'effet Zeeman. Quant aux combinaisons de $a'3p.{}^2F$ avec $a'3s.{}^2D$ et avec $a'3d.{}^2G$, dont l'effet Zeeman est troublé par un commencement d'effet Paschen-Back, il suffit de tenir compte de l'apparition des raies enfreignant la règle de sélection des

quantiques internes pour retrouver l'accord entre les effets Zeeman observés et calculés.

D'après cela et en tenant compte des combinaisons avec les termes du système des quadruplets établies par Croze et moi, on trouve pour les termes des doublets identifiés les valeurs

$$a'3p.{}^2F_{\frac{5}{2}} = 54\,635{,}8 \qquad a'3d.{}^2F_{\frac{5}{2}} = 32\,135{,}1 \qquad a'3d.{}^2G_{\frac{7}{2}} = 30\,750{,}2$$
$$a'3p.{}^2F_{\frac{7}{2}} = 54\,612{,}1 \qquad a'3d.{}^2F_{\frac{7}{2}} = 32\,137{,}5 \qquad a'3d.{}^2G_{\frac{9}{2}} = 30\,751{,}3.$$

Cès termes complètent les groupes des termes du système a' de doublets, qui correspondent aux orbites $3p$ et $3d$ de l'électron émissif.

PHYSIQUE INDUSTRIELLE. — *Détermination des températures de commencement de fusion et de trempe de verres industriels.* Note (¹) de MM. **Emilio Damour** et **A. Thuret**, présentée par M. H. Le Chatelier.

Parmi les modifications que subissent les verres avec la température, deux phénomènes sont industriellement intéressants parce qu'ils commandent le recuit, le commencement de fusion et la trempe.

Le commencement de fusion est une limite à ne pas dépasser si l'on veut éviter les déformations, mais dont il faut se rapprocher pour obtenir un recuit rapide; la température de trempe, à partir de laquelle un verre peut être refroidi brusquement sans se tremper indique la limite où la surveillance d'une arche à recuire peut cesser, sans danger pour la solidité du verre.

1° *Température de commencement de fusion des verres.* — On sait que la dilatation d'un verre présente une anomalie au voisinage de son ramollissement, un accroisement par rapport à ce qu'indiquerait l'extrapolation de la courbe de dilatation du verre solide.

La courbe tracée par le dilatomètre mécanique Chevenard a la forme O, A, B, C, sur laquelle deux températures sont mises en évidence : A point d'inflexion correspondant à l'accroissement de dilatation, c'est-à-dire à un changement d'état, qui doit avoir la précision des constantes physiques; B correspondant à un écrasement de la baguette accusant le commencement de fusion et qui, dépendant d'un effort de compression arbitraire, est entaché d'imprécision.

(¹) Séance du 17 octobre 1927.

Nous avons vérifié que ces deux données peuvent se confondre, en stabilisant pendant plusieurs heures le four du dilatomètre à une température très voisine (5° à 10°) de la température A. L'affaissement du verre a fini par se produire dès cette température. Donc on peut appeler température de commencement de fusion celle qui est marquée par un accroisse-

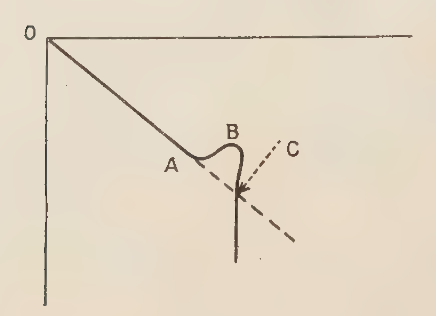


Fig. 1. — Courbe de dilatation d'un verre enregistrée au dilatomètre.

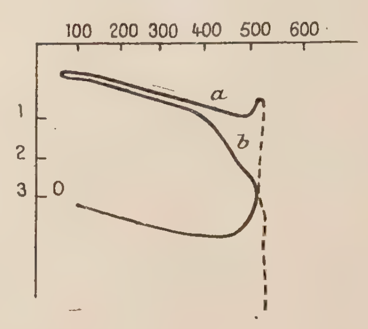


Fig. 2. — Courbes de dilatation d'un même verre trempé ou recuit.

ment de la dilatation d'un verre et l'on peut la définir par le point A de la courbe du dilatomètre.

2° *Température de trempe.* — Un verre brusquement refroidi étant solidifié en surface avant que le noyau ait pu se contracter doit être moins dense qu'un verre auquel un refroidissement lent laisse le temps de se retasser; lorsque ce verre trempé est réchauffé au-dessus d'une température diminuant, si peu que ce soit sa viscosité, le retassement devient possible provoquant une contraction linéaire qui vient en déduction de l'allongement dû à la dilatation; de là pour un même verre, recuit ou trempé deux courbes se séparant en un point correspondant au changement de densité du verre, indice d'un commencement de recuit. Or cette température de recuit lent ne diffère pas de la température de trempe; nous avons vérifié cette concordance en déterminant : 1° la température de trempe au moyen de plaquettes refroidies brusquement à des températures décroissantes de 10° en 10° et examinées en lumière polarisée; 2° la température de recuit en déterminant le point de séparation des deux courbes du même verre trempé et recuit. En résumé, nous admettons que le commencement de fusion doit être confondu avec le recuit rapide, tandis que la température de trempe doit être confondue avec le recuit lent; il ne subsisterait donc que deux températures commandant l'opération industrielle du recuit. Ce sont celles qui sont portées sur le tableau résumant nos recherches.

Dilatations moyennes. Températures de trempe et de commencement de fusion de quelques verres industriels ou de synthèse.

Désignation et provenance.	Composition par analyse (A) ou par synthèse (S). SiO^2.	B^2O^3.	Al^2O^3.	Fe^2O^3.	MgO.	CaO.	PbO.	Na^2O.	K^2O.	Éléments secondaires.			Coefficient de dilatation moyen.		Températures de trempe.	Températures de comm^t de fusion.
Pyrex A.	80,40	13.00	1,81	0.49				4.30					0° à 400°	28.10^{-7}	440°	580°
Verre à bouteilles F. A.	62.5		2.7	2,3	5.1	18.2		8.3	0.4			SO^3 0,5	»	81	490	580
Verre à bouteilles D. A.	65,30		6,84	1,18	1,96	11,40		12.24			MnO. 0,22	0,78	»	92	435	550
Verre à bouteilles clair D. A.	71,60		1,98	0,36	2,17	9,40		13.35			0,12	0,88	»	92	395	500
Verre de flaconnage F. S.	77,39					6,13		16,18		Sb^2O^3. 0,19	0,10	As^2O^3. 0,11	»	92		525
Verre de gobeletterie V. S.	72,82					8,97		17,78		0,18	0,11	0,14	»	98	395	510
Verre de gobeletterie S. S.	76,89					7,17		15,65	0,17		0,10		»	96	360	470
Verre blanc ordinaire S.	54,32	13,58				7,62		19,78	4,70				0 à 350	119	370	480
Verre blanc lithine S.	55,12	13,78				7,72		15,85		Li^2O. 7,53			»	114	350	425
Cristal S.	51,15	1,88					29,99	15,79	1,18				»	117	350	435
Émail blanc S.	40,16	1,47	2,90			7,21	25,50	12,06	2,00	Fl. 7,1		1.0	»	111	350	435
Émail bleu S.	39,84	1,46	2,89			7,15	25,30	11,96	1,99	7,1	CoO. 0.8		»	107	330	435
Verres de thermomètres du commerce étudié au seul point de vue de la température de commencement de fusion, non encore analysés :																
Verre de Choisy													0 à 400	95	420	540
Verre Omnium													»	92		525
Verre Thermocal													»	91	390	520
Verre vert ordinaire													»	86	450	540
Verre d'Iéna													»	84	400	535
Verre dit aluminate													»	75	470	560
Verre dit borosilicate													»	60	480	590

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur des piles à électrodes inattaquables.* Note (¹) de M. **Vasilesco Karpen**, présentée par M. Paul Janet.

Piles à deux liquides. — Si l'on dissout de la soude dans un mélange d'eau et d'alcool amylique, il se forme après agitation et repos deux couches superposées. En introduisant une électrode en platine dans chacune de ces couches, on obtient une pile d'une force électromotrice d'environ un demi-volt, l'électrode plongée dans la couche supérieure alcoolique étant positive.

On peut remplacer l'alcool par d'autres liquides non miscibles à l'eau, tels que les acides valérianique ou capronique, la force électromotrice étant moindre. On peut également remplacer le platine par d'autres métaux inattaquables ou du charbon.

Piles à liquide unique et à électrodes différentes. — On sait, depuis Volta, qu'on obtient une pile électrique en plongeant deux métaux différents dans un liquide.

On sait aussi que, pour la plus grande part, l'énergie de la pile est empruntée aux réactions chimiques entre liquide et métaux, et qu'il existe en même temps un échange de chaleur avec le milieu extérieur.

Mais si les deux métaux sont inattaquables, tels le platine et l'or dans une solution alcaline? Il semble bien que, dans ce cas, l'énergie développée par la pile est entièrement et indéfiniment empruntée au milieu extérieur, les éléments constituant la pile restant inaltérés.

Je poursuis, depuis quatre ans, des recherches avec des piles à électrodes en platine poli, platine platiné (noir et gris), or, iridium, charbon de cornue, graphite Acheson, charbon de bois, immergées dans des solutions aqueuses de soude caustique et de carbonate de potassium.

Dans ces recherches, comme dans celles communiquées dans une Note précédente et relatives à des *piles formées d'électrodes identiques mais inégalement immergées*, je n'ai observé aucune variation du poids des électrodes ou de l'aspect de leur surface, quand les piles sont traversées par des courants. Les caractéristiques de ces piles — ainsi que des piles à deux liquides décrites plus haut — sont en tout analogues à celles des piles décrites dans la Note précédente : ordre de grandeur des f. é. m. et des quantités d'électricité débitée pour une polarisation donnée; polarisation rapide et presque

---

(¹) Séance du 31 octobre 1927.

complète; retour lent de la f. é. m. à sa valeur initiale; absence de fatigue; etc.

Une façon commode d'expérimenter est la suivante : Les électrodes sont généralement formées de lames rectangulaires de quelques centimètres de côté et sont attachées à des tiges formées du même métal que l'électrode respective. Un cristallisoir de dimensions suffisantes contient le liquide; il est couvert par un couvercle en verre, à travers lequel, par de courts tubes en caoutchouc, passent les tiges des électrodes qui plongent dans le liquide. Les tubes en caoutchouc permettent une fermeture étanche, l'agitation commode des électrodes et leur déplacement vertical afin de varier leur immersion.

Chaque groupe de deux électrodes constitue une pile dont on peut mesurer la f. é. m.; le courant débité sur différentes résistances; la polarisation; la variation de la f. é. m. avec l'immersion plus ou moins grande des électrodes ainsi qu'avec leur agitation; etc. Pour les électrodes très polarisables, un galvanomètre sensible et l'emploi d'une méthode d'opposition pour la mesure de la f. é. m. sont indispensables.

Il est commode de prendre les potentiels des diverses électrodes par rapport à l'une d'entre elles — l'électrode en platine platiné noir par exemple — dont le potentiel est le plus bas dans la solution de soude.

Les potentiels dépendent, non seulement de la matière dont sont formées les électrodes, mais aussi, et dans une très grande mesure, du traitement physique ou chimique qu'elles ont subi et qui a déterminé l'état de la surface. Les électrodes — après leur immersion — prennent très lentement leur potentiel définitif, il faut attendre plusieurs jours avant de le voir établi.

Il est à remarquer que si l'on range par ordre de grandeur les potentiels des diverses électrodes, cet ordre n'est pas le même quand on passe d'un liquide à l'autre. Dans la solution de soude, par exemple, l'or se trouve *au-dessus* du platine poli de $\frac{15}{100}$ de volt; dans la solution de carbonate de potassium, l'or se trouve *au-dessous* du platine de $\frac{2}{100}$ de volt.

L'agitation des électrodes fait baisser le potentiel par rapport à l'électrode en platine platiné noir; il en résulte que si l'on constitue une pile avec deux électrodes quelconques, l'agitation de l'électrode positive diminue la f. é. m. de la pile et l'agitation de l'électrode négative l'augmente.

Si l'on peut admettre que l'agitation d'une électrode tend à égaliser son potentiel à celui du liquide, on en déduit que les potentiels de toutes les électrodes sont positifs par rapport au liquide.

Influence des gaz dissous. — Le liquide de toutes les piles décrites dans cette Note et dans la Note précédente est surmonté d'air à la pression atmosphérique. Si l'on extrait l'air de la pile ou si on le remplace par

l'hydrogène, la f. é. m. se réduit à une valeur très petite. Si l'on remplace l'air par l'oxygène la f. é. m. ne varie pas sensiblement.

A titre d'exemple : Une pile formée d'électrodes en platine platiné noir et en graphite Acheson, plongeant dans une solution saturée de soude, a une f. é. m. de 0,450 volt. En extrayant l'air, la f. é. m. baisse graduellement, arrive au bout de 3 mois à 0,001 volt et se maintient à cette valeur pendant 6 mois, au bout desquels on laisse entrer l'air; la f. é. m. remonte en quelques minutes à 0,100 volt et dans les 10 jours suivants à 0,450 volt, valeur à laquelle elle se maintient.

RADIOACTIVITÉ — *Radioactivité des sources thermales des Bains d'Hercule* (*Roumanie*). Note [1] de M. **G. Athanasiu**, présentée par M. A. Cotton.

Les Bains d'Hercule, situés dans la vallée de la Cerna, dans le Banat, comptent un grand nombre de sources minérales chaudes dont on a signalé déjà la radioactivité [2].

Les nombres donnés par les auteurs cités étant très discordants, j'ai repris durant l'été 1927 la mesure de la radioactivité de ces sources.

Les mesures ont été faites sur place avec des appareils transportables (électromètre à chambre d'ionisation de H. W. Schmidt). J'ai employé la méthode de circulation. L'eau était reçue, avec tous les gaz qu'elle contient, dans des flacons en verre préalablement évacués d'air. L'appareil était étalonné à l'aide de solutions de radium étalon.

Ces mesures ont donné les résultats suivants :

1° Les sources de la station même ont une radioactivité comprise entre 0,24 millimicrocuries (source Elisabeta) et 4,73 millimicrocuries au litre environ (source Hygea). La température de ces sources est comprise entre 30°C. (source Dragalina) et 55°,5 C. (Izvorul de Ochi). La source *Hercule*, dont la radioactivité moyenne est de 1,09 m.μ.c., doit être particulièrement mentionnée pour son très grand débit qui a été évalué à 160000^l par heure. Il est à remarquer que la température de cette source ainsi que sa radioactivité subissent des variations qu'on peut mettre en liaison avec les précipitations atmosphériques.

2° Outre les sources précédentes situées dans la station même, il existe deux groupes d'autres sources chaudes à 4^{km} environ vers le Nord, à l'endroit

---

(1) Séance du 31 octobre 1927.

(2) G. Weszelszky, *Földtani-Közlony*, 44, 1914, p. 535. — Loisel et Michaïlesco, *Comptes rendus*, 175, 1922, p. 1054.

appelé Sept Sources : les unes sur la rive gauche et les autres sur la rive droite de la Cerna.

L'analyse chimique, ainsi que la recherche de la radioactivité de ces sources, n'avaient pas été entreprises jusqu'à présent.

a. Les sources de la rive gauche jaillissent du flanc de la paroi granitique, tout près de la route venant des Bains d'Hercule. On peut compter 5 sources de plus grand débit ainsi que plusieurs sources plus faibles. Toutes ces sources montrent la même radioactivité de 2,4 m. μ. c. au litre et ont aussi la même température de 43°,2 C. Ceci indique que l'on est en présence d'une même source thermale radioactive qui émerge en plusieurs endroits à travers la roche. Le débit de la source la plus abondante peut être estimé à 1^l environ par seconde.

b. Les sources de la rive droite se trouvent à 200^m environ en amont des précédentes. Elles sont situées dans le lit même de la rivière de sorte qu'elles sont inondées durant la période des grandes eaux. Certaines de ces sources sont même perpétuellement couvertes par l'eau de la rivière. La température de ces sources est comprise entre 44° et 55°,5 C.; *elles sont très radioactives :* ainsi la source qui est la plus chaude (55°,5) est aussi plus abondante que les autres (2 à 3^l par seconde) et *et possède une radioactivité de* 22 m. μ. c. environ pour 1^l d'eau à l'émergence. Les autres sources ont une radioactivité moindre comprise entre 12 et 21 m. μ. c. La source la moins chaude montre aussi la plus faible radioactivité, ce qui permet de supposer que, dans ces sources moins radioactives, l'eau chaude et radioactive est mélangée avec des eaux superficielles.

Vu la grande radioactivité, la haute température et le débit appréciable de ces sources, il serait à souhaiter qu'elles soient captées et utilisées dans des buts thérapeutiques.

3. L'origine de la radioactivité des sources des Bains d'Hercule doit être attribuée à la présence du massif granitique qui se trouve dans la région. Ce massif s'épanouit au nord de Sept sources sur la rive droite de la Cerna, il traverse cette rivière à Sept sources et en même temps se rétrécit pour disparaître sous le lit de la Cerna au niveau de la source Hercule.

Ne sont radioactives que les sources dont on peut démontrer le contact direct avec ce massif de granite.

En général l'eau chaude des sources radioactives s'élève en suivant des failles existant entre le granite et les autres formations de la région et quelquefois même, sur des distances plus faibles, cette eau chemine directement à travers le granite.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Les propriétés optiques de la sulfonecyanine dans différentes solutions salines et leur application à la comparaison des sels.* Note (1) de M. **Fred Vlès** et Mlle **Madeleine Gex.**

Nous avons vu (2) que le virage de certaines matières colorantes sous l'effet de solutions salines neutres met en jeu un équilibre caractérisé par un *indice de massivité* du colorant, et dans lequel on peut penser qu'intervient directement ou indirectement, la concentration du sel. Pour préciser cette relation, nous avons étudié spectrophotométriquement un même colorant (sulfone-cyanine 5R) dans toute une série de sels, suivant le procédé déjà utilisé pour KCl; on a établi les fonctions $\varphi = f(pX)$, pX étant les cologarithmes des concentrations moléculaire des sels.

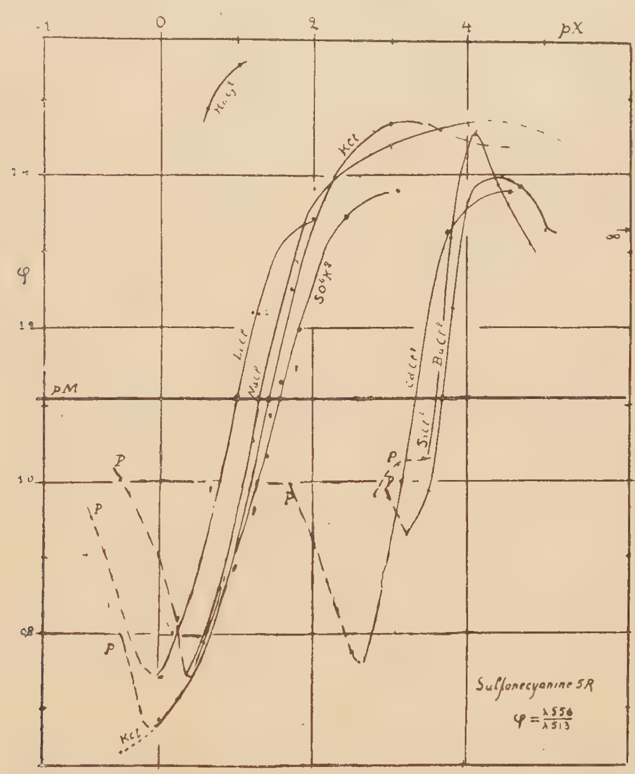
Les courbes (se reporter à la figure) se sont trouvées sensiblement de la même forme que celles de KCl, mais avec des caractéristiques individuelles; en particulier, les courbes se déplacent dans l'échelle des pX, et la position du demi-virage (pM) est spécifique de chaque sel; de plus le facteur a' a la même valeur 1 dans les sels monovalents étudiés, mais diffère de 1 dans les divalents. Par contre les courbes des différents sels n'ont pas la même longueur, du fait que des limites inégales sont imposées, soit par l'apparition du début de précipitation, lequel déforme une extrémité de la courbe; soit à l'autre extrémité par des irrégularités de solutions très diluées, tenant à l'apparition d'un second équilibre. Pour certains sels ($HgCy^2$), la saturation de la solution ne permet pas d'atteindre le développement complet de la courbe, limitée à une toute petite branche.

Quelle que soit la transformation moléculaire (formation de tautomères, polymérisations, apparition ou changement d'état colloïdal, etc.) imposée à la matière colorante, si l'on prend comme test de comparaison son demi-virage, dans la limite où l'on peut admettre que le constituant initial reste identique, on peut supposer en première approximation que cet équilibre est déterminé dans les diverses solutions par un certain facteur constant. Cependant ni l'activité (activité moyenne des ions $a_{\pm} = \gamma X (\nu_+^{\nu_+} \nu_-^{\nu_-})^{\frac{1}{\nu}}$ calculée d'après les valeurs du coefficient d'activité γ des tables de Lewis et Randall), ni la force ionique ρ des sels dissous ne se sont montrées de

(1) Séance du 26 septembre 1927.

(2) *Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 644.

valeurs même approximativement constantes ; l'une et l'autre décroissant quand les virages s'éloignent vers les faibles concentrations (Tableau A). Pourtant la sériation régulière de ces diverses données donne à croire



Virages de la sulfonecyanine dans divers sels concentrés $\varphi = f(pX)$.

que les virages de l'indicateur sont manifestement liés à l'activité du sel, quoique cette liaison n'apparaisse pas comme directe.

		Li Cl.	Na Cl.	KCl.	SO^4K^2.	$SrCl^2$.	$CdCl^2$.	$BaCl^2$.
A	pM (demi-virage)....	1,00	1,30	1,42	1,55	3,59	3,31	3,65
A	$a_{\pm}$ (activité).........	$8,04.10^{-2}$	$4,22.10^{-2}$	$3,25.10^{-2}$	$0,24.10^{-2}$	$3,72.10^{-4}$	$6,59.10^{-4}$	$3,27.10^{-4}$
A	ρ (force ionique).....	0,10	$5,02.10^{-2}$	$3,80.10^{-2}$	$8,32.10^{-2}$	$7,42.10^{-4}$	$1,48.10^{-3}$	$6,61.10^{-4}$
B	μ (coeffic^t de massivité)	0,38	0,76	(1)	1,34	150	77	170
B	$p\mu = -\log\mu$.........	+0,42	+0,12	(0)	−0,13	−2,18	−1,89	−2,23
B	$p\gamma - \frac{1}{\nu}\log(\nu_+^{\nu+}\nu_-^{\nu-}) - p\gamma_{KCl}$ (coefficient d'activité relatif à KCl)......	0,027	0,007	(0)	−0,029	−0,230	−0,197	−0,239

Dans ces conditions, il est plus commode d'opérer empiriquement, par l'introduction d'un coefficient (*massivité du sel* par rapport à l'indicateur étudié) permettant de représenter une action constante de celui-ci, au moment où l'équilibre des formes A et B de l'indicateur passe par la condition A = B; on est conduit à exprimer une loi de masses

$$\frac{\mu X \times A}{B} = \text{const.}, \tag{2}$$

X étant la concentration moléculaire du sel et μ un coefficient empirique indiquant la portion de X qui prend part effectivement à l'équilibre. Aux divers demi-virages du même indicateur dans les divers sels, on aurait alors $pM_1 + p\mu_1 = pM_2 + p\mu_2 = \ldots = pM_n + p\mu_n$.

Si l'on prend arbitrairement l'un des sels (par exemple KCl) comme étalon de référence $\mu = 1$, on peut attribuer aux divers sels des cotes analogues à celles portées au tableau précédent (B); ces cotes varient dans le sens des coefficients d'activité exprimés relativement à KCl, mais sans proportionnalité générale rigoureuse.

En comparant l'expression (2) relative aux différents sels au demi-virage, avec la loi d'équilibre individuelle de l'indicateur dans chacun d'eux, on voit que celle-ci pourrait n'être qu'un cas particulier de la première :

$$pX = pM_0 - p\mu + a' \log \frac{\varphi K'_2 - K_2}{K_1 - \varphi K'_1}.$$

(pM_0 = const. du KCl pris comme étalon).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Tension superficielle des solutions aqueuses d'acides.* Note ([1]) de M. L. **Abonnenc**, transmise par M. Jean Perrin.

La méthode de mesure relative des tensions superficielles, basée sur la comparaison du poids des gouttes formées à l'extrémité d'un tube cylindrique, donne, ainsi que je l'ai montré, des résultats précis dans le cas de liquides de propriétés physiques voisines ([2]). C'est le cas des solutions aqueuses de sels, acides, bases, dont la concentration n'est pas trop élevée. Les poids p et p' des gouttes d'eau pure et de solution, sur lesquels doit porter la comparaison, sont ceux qui correspondent à une fréquence de for-

([1]) Séance du 1er août 1927.

([2]) *Ann. de Phys.*, 10e série, 3, 1925, p. 184.

mation des gouttes nulle. Ces poids se déterminent en construisant expérimentalement, pour des valeurs peu élevées de la fréquence N, les courbes $p = f(N)$ relatives à l'eau et aux solutions. Avec des tubes de diamètre intérieur assez grand, la portion de ces courbes voisine de l'origine est une droite; le tracé de cette droite fournit une excellente vérification des résultats.

J'indiquerai les résultats relatifs aux solutions d'*acides forts* obtenus par cette méthode; les expériences ont été réalisées à la température de 21°.

Alors que la tension superficielle des solutions aqueuses de sels augmente en même temps que la concentration (sauf pour des sels comme $HgCy^2$ dont l'*ionisation* est presque nulle), la loi de variation de la tension superficielle des solutions d'acides forts est différente pour les acides mono et polybasiques.

Les solutions des acides *monobasiques* HCl, HBr, HI, AzO^3H, ClO^4H, CCl^3, COOH ont toutes une tension superficielle qui diminue lorsque la concentration τ augmente. Tant que celle-ci reste faible, inférieure à 0,2 environ, la variation $A - A'$ de la tension superficielle est représentée de façon suffisamment exacte par la formule

$$A - A' = A\,(1 - K\tau) \qquad \text{ou} \qquad A - A' = A\,(1 - k\tau_m);$$

τ_m est la concentration moléculaire $\left(\tau_m = \frac{\tau}{M},\ \text{M masse moléculaire de l'acide}\right)$.

Les valeurs de la constante k sont : 0,00380 pour AzO^3H; 0,00372 pour HCl; 0,00367 pour ClO^4H; elles sont sensiblement égales. Les acides HBr, HI donnent des nombres de même ordre, toutefois les résultats obtenus sont moins nets.

La tension superficielle des solutions d'acides *polybasiques* (SO^4H^2, $SiFl^6H^2$, PO^4H^3) varie avec τ suivant une loi plus compliquée, comme le montrent les nombres du tableau ci-dessous, donnant les valeurs de $m = \frac{A' - A}{A}$:

	$\tau.10^2$	4.	12.	20.	30.	40.	50.	60.	80.
$m.10^4$	SO^4H^2	-5	46	132	256	352	336	80	»
	$SiFl^6H^2$	-8	5	50	158	360	»	»	»
	PO^4H^3	40	170	290	422	550	642	680	540

La tension superficielle de SO^4H^2 et PO^4H^3 passe nettement par un

maximum; les mesures faites avec $SiFl^6H^2$ n'ont pu être poussées assez loin pour observer ce maximum.

Ces résultats, et ceux relatifs aux solutions salines, conduisent à la conclusion intéressante suivante : *Seuls parmi tous les ions (sauf peut-être les ions* OH^-) *les cations* H^+ *abaissent la tension superficielle de l'eau.*

Cette conclusion est d'accord avec l'*adsorption sélective* présentée par ces ions; elle rend compte simplement de la diminution de A dans les solutions d'acides monobasiques.

L'allure de la courbe $m = f(\tau)$ des solutions d'acides polybasiques s'explique aussi très bien dans cette hypothèse, en tenant compte : 1° du rôle considérable que joue dans l'adsorption des ions la *valence* des ions adsorbés, qui fait que les anions tels que SO^{4--} peuvent l'emporter sur les ions H^+ [cette influence de la valence résulte de nombreuses expériences; elle a été expliquée par Freundlich. J'ai résumé ce qui concerne cette question dans un article paru dans la *Revue générale des Sciences* en 1926 (*Le rôle de l'adsorption dans la chimie des colloïdes*)]; 2° du fait que, pour des concentrations élevées, l'influence des molécules de l'acide devient prépondérante et tend en général à abaisser la tension superficielle.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le système iodure mercurique, iodure de potassium et eau.* Note [1] de Mlle **M. Pernot**, présentée par M. G. Urbain.

J'ai étudié les équilibres solide-liquide dans le système iodure mercurique, iodure de potassium et eau, aux températures constantes de 20°, 34° et 80°.

Les résultats obtenus en employant la méthode de Schreinemakers sont résumés dans le diagramme ci-contre. Ils indiquent l'existence d'une seule espèce cristalline représentée par la formule

$$HgI^2, KI, H^2O.$$

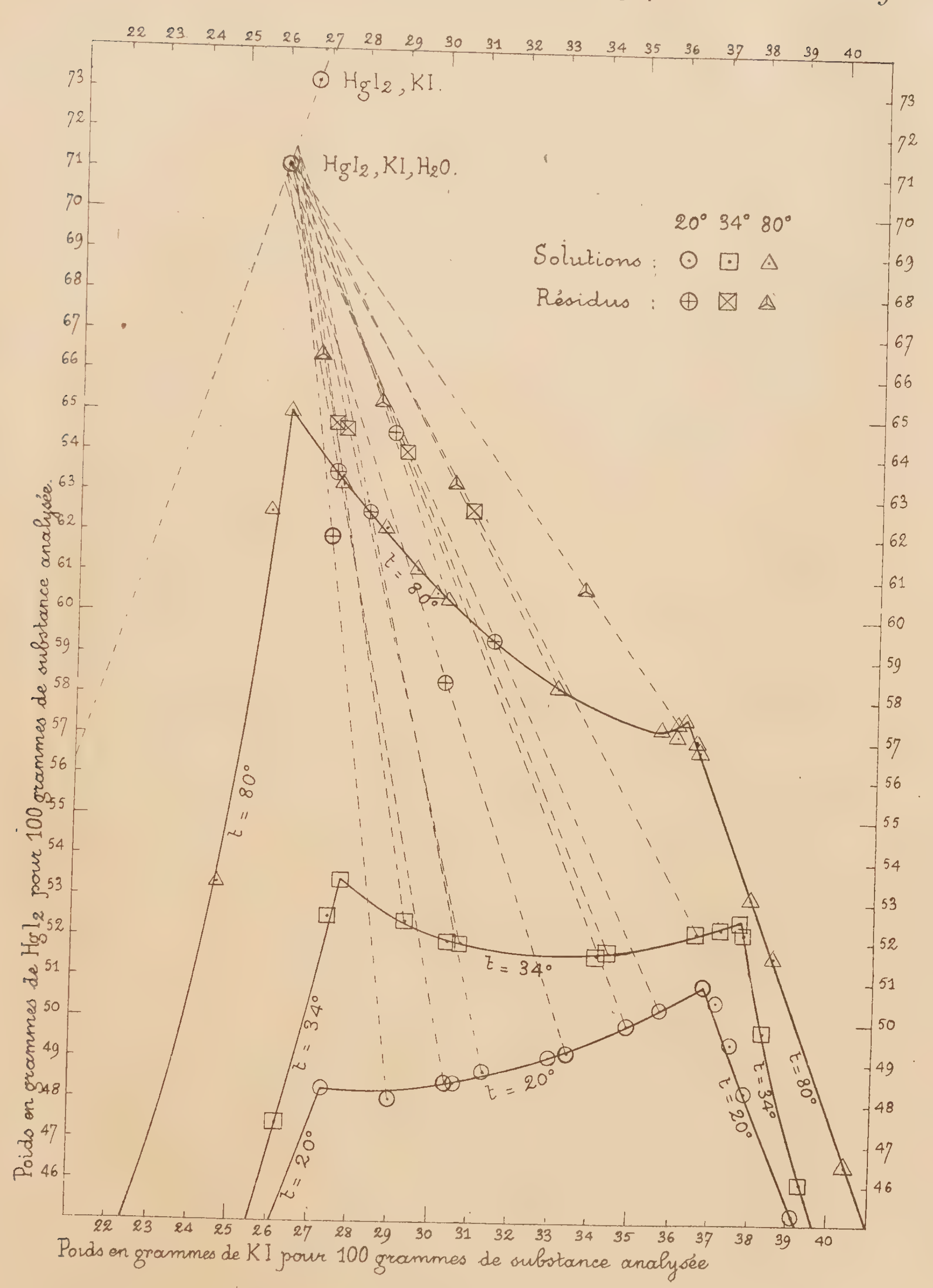
Ce sel a été étudié par Pawlow [2] et indiqué par Dunningham [3].

---

(1) Séance du 31 octobre 1927.

(2) Pawlow, *J. Soc. Ch. russe*, 32, 1900, p. 732.

(3) Dunningham, *J. Ch. S.*, 105, 1914, p. 370.



Hgl2, KI.
Hgl2, KI, H2O.
20° 34° 80°
Solutions :
Résidus :
t = 80°
t = 34°
t = 20°
Poids en grammes de HgI2 pour 100 grammes de substance analysée.
Poids en grammes de KI pour 100 grammes de substance analysée

Bonsdorf (¹), Boullay (²) et Berthemot (³) ont préparé un sel dont la composition, d'après leurs analyses, correspond sensiblement à la formule

$$HgI^2, KI, \tfrac{3}{2} H^2O.$$

Ce même sel a été indiqué par Clayton (⁴) et par François (⁵).

Je ne l'ai pas retrouvé entre 20° et 80°. Mais si l'on tient compte de la difficulté de séparer les cristaux d'iodomercurate de leurs eaux mères, et par suite de faire des dosages précis de l'eau, on peut penser que ce sel n'est pas différent de l'hydrate HgI^2, KI, H^2O.

Je n'ai pas obtenu le sel anhydre HgI^2, KI mentionné par Dunningham (⁶).

Dunningham a déterminé les isothermes de 20° et de 30°; il a employé la méthode de Schreinemakers et il a conclu à l'existence de deux sels cristallisant dans l'eau à 20° et à 30° : l'hydrate HgI^2, KI, H^2O et le sel anhydre HgI^2, KI.

Mais si l'on représente graphiquement les résultats des mesures de Dunningham, on constate que ses analyses ne sont ni assez nombreuses (une seule à 20° pour l'hydrate HgI^2, KI, H^2O), ni assez précises pour justifier ses conclusions.

Je n'ai pas trouvé non plus le sel HgI^2, 2KI (⁷) ni son hydrate HgI^2, 2KI, $2H^2O$ signalés comme cristallisant dans les solutions aqueuses, le premier par Boullay (⁸) et par Thomson et Bloxam (⁹), le second par Pawlow (¹⁰). D'ailleurs Boullay remarque que le sel HgI^2, 2KI a l'aspect d'une masse jaunâtre, sans forme cristalline définie, et Souville (¹¹) comme Labouré (¹²) nient l'existence de ce sel. D'autre part, Pawlow, qui n'indique

---

[1] Bonsdorf, *An. Ch. Ph.*, 2ᵉ série, 34, 1827, p. 146.

[2] Boullay, *An. Ch. Ph.*, 2ᵉ série, 34, 1827, p. 343.

[3] Berthemot, *J. Pharm. Ch.*, 2ᵉ série, 14, 1828, p. 185.

[4] Clayton, *Ch. N.*, 70, 1894, p. 102.

[5] François, *Comptes rendus*, 129, 1899, p. 959.

[6] Dunningham, *loc. cit.*

[7] J'ai obtenu ce sel cristallisé dans les solutions acétoniques (Mˡˡᵉ M. Pernot, *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 1154).

[8] Boullay, *loc. cit.*

[9] Thomson et Bloxam, *J. Ch. Soc.*, 41, 1882, p. 379.

[10] Pawlow, *loc. cit.*

[11] Souville, *J. Pharm. Chim.*, 2ᵉ série, 26, 1840, p. 474.

[12] Labouré, *J. Pharm. Chim.*, 3ᵉ série, 4, 1843, p. 329.

pas la forme cristalline de l'hydrate HgI^2, $2KI$, $2H^2O$, fait observer que cet hydrate n'a pas de point de fusion déterminé. Il y a donc lieu de penser que les substances dont l'analyse a conduit aux formules ci-dessus sont des mélanges du sel HgI^2, KI, H^2O avec l'iodure de potassium.

CHIMIE MINÉRALE. — *Mesure de l'oxydabilité de l'aluminium et de ses alliages industriels après activation par le bichlorure de mercure.* Note [1] de M. **Ch. Quillard**, présentée par M. J.-L. Breton.

On sait depuis longtemps qu'en mettant une lame d'aluminium dans une solution de bichlorure de mercure pendant quelques minutes, et l'exposant ensuite à l'air, cette lame se recouvre bientôt d'efflorescences plus ou moins abondantes.

En opérant avec divers aluminiums ou alliages courants on observe, en se plaçant dans des conditions identiques, que le phénomène présente, suivant le métal employé, des intensités très différentes; cette activation du métal sous l'action du mercure, très grande avec certains métaux, est pour ainsi dire nulle avec d'autres.

Nous avons été amené à étudier ce phénomène en détail et à le mesurer avec une certaine précision par une méthode calorimétrique dont la très grande chaleur de formation de l'alumine favorise l'emploi.

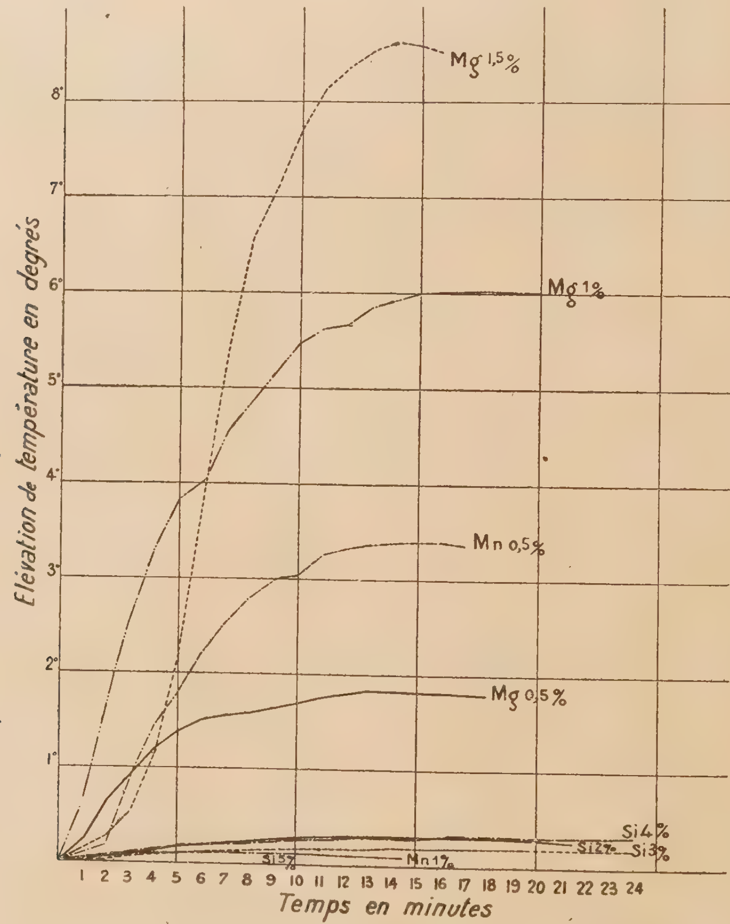
Si l'on maintient une éprouvette d'aluminium dans une solution de bichlorure de mercure au millième pendant 10 minutes, qu'on la lave à l'eau distillée d'une façon parfaite par siphonage, qu'on la sèche rapidement et qu'on la plonge dans un vase de Dewar maintenu dans une enveloppe de calorimètre, on peut, à l'aide d'un dispositif expérimental facile à réaliser, observer très exactement la courbe d'élévation de température qui se produit au bout de quelques instants, dans des conditions suffisamment comparables.

Déjà pendant l'action du bichlorure de mercure, en faisant agir celui-ci dans le vase de Dewar, on observe des élévations de température variables suivant les métaux employés. C'est ainsi qu'avec des lames ayant 170^{mm} de hauteur et 85^{mm} de largeur, on a observé les élévations de température suivantes, le volume de solution étant de 200^{cm^3} :

(1) Séance du 31 octobre 1927.

Nature du métal.	Élévation maxima de température observée.
A Aluminium	1°,78
D Duralumin	0°,77
G. Alugir	0°,45
F. Alférium	0°,24

Quand, l'équilibre de température étant réalisé et après élimination de la solution mercurique, on introduit de l'eau oxygénée dans le vase de Dewar, on observe avec les divers métaux une élévation de température générale-



Courbe des élévations de températures par oxydation à l'air des alliages de Al activés.

ment beaucoup plus grande que celle observée dans les conditions ci-dessus indiquées et très variable avec les divers métaux employés.

Mais c'est surtout en provoquant l'oxydation dans le vase de Dewar au contact de l'air qu'on observe les différences les plus grandes avec les divers échantillons.

On s'est assuré qu'avec un même produit les élévations de température étaient sensiblement proportionnelles aux surfaces des échantillons mis en œuvre.

Avec les métaux ci-dessus, on a observé les élévations de température ci-dessous (éprouvettes de 55^{cm^2} de surface) :

Aluminium	7°,46
Duralumin..................	0°,19
Alugir	0°,24
Alférium	0°,26

Avec une série de barreaux d'alliages divers de 8^{mm} de diamètre et 100^{mm} de longueur, on a obtenu les courbes ci-dessous montrant les élévations de température en fonction du temps :

Les quantités d'alumine formées à la surface des barreaux apparaissent bien proportionnelles aux élévations de température.

Pour les alliages au manganèse, plus la teneur augmente moins on observe d'alumine formée.

Pour le silicium l'attaque est, pour l'ensemble, assez faible et les différences observées peu accusées.

Par contre pour le magnésium l'attaque croît régulièrement avec la quantité de ce métal ajouté à l'aluminium.

On observe que le maximum d'échauffement dans les conditions des expériences est atteint assez exactement au bout du même temps quoique cet échauffement maximum varie suivant les divers alliages dans des limites très étendues.

Ces phénomènes semblent pouvoir servir de base à des méthodes rapides de différenciation des alliages au point de vue de leur corrodabilité, dont nous poursuivons l'étude.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le mécanisme des réactions accompagnant la formation de l'huile de Cadet.* Note [1] de MM. **Amand Valeur** et **Paul Gailliot**, présentée par M. Charles Moureu.

La liqueur fumante arsenicale de Cadet, obtenue en chauffant l'acide arsénieux et l'acétate de potassium, a l'aspect, lorsqu'elle sort de l'appareil qui sert à la préparer, d'une huile noirâtre, spontanément inflammable à l'air. Abandonnée à elle-même, dans un récipient hermétiquement clos, cette huile se sépare en un liquide et un produit noir constitué par de l'arsenic et un polymère noir du méthylarsenic [2]. Le liquide supérieur devient alors le siège de transformations spontanées, qui se manifestent par l'apparition d'un produit rouge brique. Ce dernier, se maintient d'abord en suspension dans le liquide, puis tombe à son tour au fond du récipient. Au bout de quelques semaines, le liquide s'éclaircit, devient transparent et présente une coloration jaune paille. Ce liquide a fait l'objet d'une étude spéciale, au cours de laquelle nous avons démontré sa complexité [3].

En opérant une filtration de l'huile de Cadet à l'abri de l'air, nous avons réussi à isoler le produit rouge brique en question et montré qu'il est constitué par un polymère nouveau du méthylarsenic.

Au cours de cette étude, nous avons été ainsi amenés à préciser nos connaissances sur le méthylarsenic. Nous avons préparé celui-ci par la méthode d'Auger [4] au moyen de l'acide méthylarsinique et de l'acide hypophosphoreux. Nous avons obtenu pour ce composé un point d'ébullition de 190° sous 5^{mm} de pression alors qu'Auger a indiqué 190° sous 15^{mm}. Nous lui avons trouvé une densité de 2,159 à 15° et un point de fusion de +10°. On lui attribue la formule $(CH^3As)^5$ (Steinkopf). Nous avons fait l'observation nouvelle, que ce composé se polymérise spontanément en donnant naissance au produit rouge brique rencontré dans la liqueur de Cadet.

Lorsqu'on soumet à la température de 200-250° le méthylarsenic (Éb. 190° sous 5^{mm}) en tube scellé pendant plusieurs heures, il se décompose complètement en donnant de l'arsenic, du cacodyle et de la triméthylarsine. Nous avons remarqué, d'autre part, que le cacodyle pur

(1) Séance du 24 octobre 1927.

(2) Dehn et Wilcox, *Am. Chem. Journ.*, 35, 1906, p. 1.

(3) Valeur et Gailliot, *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 779.

(4) Auger, *Comptes rendus*, 138, 1904, p. 1705.

(Éb. 163°; densité à 15°, 1,447), chauffé en tube scellé vers 200-250°, donne naissance à de la triméthylarsine et à de l'arsenic. Nous avons déduit de ces expériences que la pyrogénation du méthylarsenic, conduisait aux transformations suivantes :

$$(1) \qquad 4(CH^3As) \rightarrow 2As + [(CH^3)^2As]^2 \rightarrow [CH^3As] + (CH^3)^3As.$$

On est ainsi amené à penser que le méthylarsenic, dont nous avons constaté la présence dans l'huile de Cadet, joue le rôle de générateur des composés arséniés volatils contenus dans celle-ci. Le méthylarsenic, en effet, par les réactions (I), conduit au cacodyle et à la triméthylarsine en proportions variables. On s'explique aussi la formation des produits à point d'ébullition élevé que nous avons décrits (*loc. cit.*). Ceux-ci proviendraient de la soudure d'une ou plusieurs molécules de triméthylarsine à un ou plusieurs radicaux méthylarsenic suivant les réactions :

$$(II) \qquad \begin{cases} 2(CH^3)^3As + AsCH^3 = (CH^3)^7As^3; \\ (CH^3)^3As + 2\,AsCH^3 = (CH^3)^5As^3. \end{cases}$$

La présence de l'oxyde de cacodyle dans l'huile de Cadet tiendrait son origine soit de la réaction classique suivante :

$$4CH^3COOK + As^2O^3 = [(CH^3)^2As]^2O + 2CO^3K^2 + 2CO^2,$$

soit d'une oxydation accidentelle du cacodyle.

Par analogie, nous proposons, pour expliquer la présence du méthylarsenic, la réaction de l'acétate de potassium sur le sous-oxyde d'arsenic, ce dernier provenant d'une réduction de l'acide arsénieux

$$2CH^3COOK + As^2O = 2(CH^3As) + CO^3K^2 + CO^2.$$

Conclusion. — Il résulte de cet exposé que la pyrogénation de l'acétate de potassium et de l'acide arsénieux conduit à la formation d'un mélange complexe dont le méthylarsenic serait un générateur. Celui-ci, par pyrogénation, donnerait naissance à des composés plus ou moins méthylés qui tendent, sous l'action de la chaleur, à se résoudre en l'espèce la plus volatile de la série, la triméthylarsine et en l'espèce la moins volatile, l'arsenic.

Nous donnons ci-après la composition moyenne et quelques propriétés des substances trouvées dans la partie liquide de l'huile de Cadet.

Composants.	Proportion centésimale.	Points d'ébullition.	Point de fusion.	Densité.	Inflammabilité.
Triméthylarsine	2,6	50° s 760mm	incongelable à — 80°	1,144	non spontanément inflammable
Oxyde de cacodyle	40	150° s. 760mm	— 57°	1,486	»
Cacodyle	55,9	163° s. 760mm	— 5°	1,447	très spontanément inflammable
Hepta et pentaméthyltriarsine $(CH^3)^7As^3 + (CH^3)^5As^3$	1,3	115°-120mm s 5mm	Très visqueux à — 80°	1,647	non spontanément inflammable
Méthylarsenic	0,2	190° s 5mm	+ 10°	2,159	peu inflammable spontanément à froid

GÉOLOGIE. — *Charriages antéstéphaniens dans le substratum de terrains cristallins du Grand Sillon Houiller du Plateau Central français.* Note [1] de M. E. **Raguin**, présentée par M. Pierre Termier.

La partie sud-ouest du Plateau Central français est constituée de schistes cristallins, d'âge indéterminé, au milieu desquels affleurent de grands massifs de granite généralement porphyroïde. Ces terrains supportent les dépôts stéphaniens du *Grand Sillon Houiller*, zone synclinale étroite et rectiligne sur plus de 200km, englobant un chapelet de petits bassins houillers plissés avec intensité à l'époque permienne. Dans ces mouvements orogéniques, ont été impliqués des lambeaux de nappes de charriages antestéphaniennes; en d'autres termes, les terrains cristallins du substratum du Sillon consistent en une série très complexe d'assises ayant joué les unes par rapport aux autres, suivant des surfaces de charriage. Les charriages, dont l'amplitude est inconnue, quoique certainement supérieure à plusieurs kilomètres, ont eu lieu longtemps avant la phase de plissements permiens.

A l'extrémité méridionale, dans le bassin de Decazeville, les plissements permiens sont moins intenses que dans le reste du Sillon Houiller, et l'on peut discerner plus facilement les vestiges de la Tectonique antérieure. Au bord ouest de ce bassin, un petit massif de granite émerge du Nord au Sud sous les micaschistes. Le granite et les micaschistes sont constamment mylonitiques au voisinage de leur contact, parfois sur plus de 50m d'épaisseur.

Dès qu'on s'éloigne du contact, le granite devient sain et les micaschistes deviennent tranquilles et monotones. Autour du village de Mauquies les

(1) Séance du 31 octobre 1927.

micaschistes forment un lambeau de recouvrement posé sur le granite. La fenêtre, montrant le granite sous les micaschistes charriés, a plusieurs kilomètres d'étendue. La surface de charriage est gauchie en voûte Nord-Sud. A l'Est, elle disparaît sous le terrain houiller. A l'Ouest, elle plonge sous des micaschistes très épais; ils englobent le massif granitique de Peyrusse, et paraissent affectés de plis Nord-Sud subordonnés à la zone broyée d'Argentat, cette grande surface de charriage découverte par M. G. Mouret (1).

Suivons le Sillon Houiller vers le Nord. De Maurs à Boisset, il est très plissé. On voit les affleurements de plusieurs surfaces de charriage parallèles au Sillon, placées du côté Est, au bord du granite et dans les micaschistes. On ne peut préciser s'il s'agit de plusieurs surfaces distinctes ou d'une seule reployée. Au delà, à la latitude de Laroquebrou, la structure se simplifie. Une seule surface de charriage, prolongeant la plus occidentale des précédentes, court au bord est du Sillon. Plus au Nord, sous le bassin de Champagnac, la structure redevient complexe, avec des écrasements des deux côtés. La disposition des terrains suggère une nappe unique de micaschistes, charriés indifféremment sur le granite ou le gneiss normalement lié à ce granite.

Ces charriages sont *antérieurs au dépôt du Stpéhanien*. En plusieurs points fort distants, j'ai trouvé des galets de mylonite dans le poudingue sédimentaire houiller; ou bien noté le contraste des couches de Houiller en bancs réguliers, et des granites écrasés ou des schistes triturés sur lesquels ils reposent immédiatement.

Près de Decazeville, la dualité de la Tectonique des charriages dans le Cristallin et de la Tectonique plissée dans le Houiller apparaît nettement. Plus au Nord le Sillon est trop violemment plissé pour permettre cette constatation. Cependant un indice de cette dualité fondamentale subsiste dans l'extrême variabilité des systèmes de surfaces de charriage le long du Sillon, lui-même si constant dans sa direction et dans la disposition qu'y ont les petits bassins houillers égrenés.

Ces faits sont d'accord avec la loi énoncée par Pierre Termier (2) en 1923,

(1) G. Mouret, *Sur l'existence d'une zone de roches écrasées longue d'environ* 200km *dans la région ouest du Massif Central français* (*Comptes rendus*, 164, 1917, p. 822).

(2) Pierre Termier, *État actuel de nos connaissances sur la tectonique du Plateau Central français* (*C. R. du XIIIe Congrès géologique international*, p. 535. Liége, 1923).

sur la généralité des charriages antéstéphaniens dans le Plateau Central, et la conservation çà et là de lambeaux de ces nappes grâce aux sédiments houillers formant couverture protectrice.

LIMNOLOGIE. — *Nouvelles études du lac Baïkal.* Note (¹) de M. **G. I. Vereščagin**, présentée par M. F. Mesnil.

Le lac Baïkal offre un intérêt scientifique exceptionnel; c'est le lac le plus profond du monde (1523^{m}), et il est un des plus anciens bassins d'eau douce. Les 76 pour 100 de sa faune autochtone sont généralement considérés comme une faune relique du Tertiaire.

Bien que plus de 900 travaux lui aient été consacrés, nos connaissances à son sujet sont loin d'être suffisantes. C'est pourquoi en 1916, une Commission spéciale pour son étude a été créée par l'Académie des Sciences de Russie sous la présidence du membre de l'Académie N. V. Nasonov et à partir de 1923 sous la présidence du membre de l'Académie P. P. Suškin. En 1924 j'ai présenté à l'Académie un projet d'expédition au lac Baïkal d'une durée de cinq ans. Le projet a été adopté et en juin 1925 les travaux de l'expédition ont commencé. L'expédition a un caractère limnologique au sens actuel de ce mot, c'est-à-dire embrassant toutes les questions intéressant la nature du bassin et son utilisation possible par l'homme.

L'expédition a poussé ses travaux dans deux directions : 1° observations systématiques pendant toute l'année dans la région de Maritouj, base de l'expédition située près de la station du chemin de fer, et 2° études successives des différentes régions du lac. Ainsi, au cours de l'année 1925, a été étudiée la région du delta du fleuve Selenga; au cours de l'année 1926, celle du Baïkal du Sud; en 1927 celle de la Petite Mer. Jusqu'au mois de septembre 1927, l'expédition a parcouru et étudié 7561^{km}, fait 5725 stations dont 457 d'eaux profondes, effectué 11902 déterminations hydrochimiques et 3540 pêches biologiques; 19 profils hydrologiques du Baïkal ont été dressés. La base de l'expédition à Maritouj a été créée de concert avec l'Observatoire météorologique d'Irkoutsk qui a installé une station météorologique et un limnigraphe. Des observations quotidiennes sont faites sur la température de l'eau et son niveau. Tous les sept jours, autant que possible, on effectue à une distance de 2^{km} environ du littoral, où la profon-

(¹) Séance du 31 octobre 1927.

deur est 1315^m, des déterminations, aux différentes profondeurs, de la température de l'eau, de la teneur en pH, O^2, CO^2, $R(HCO^3)^2$, $Si\,O^2$, CaO, MgO et de l'oxydabilité. On étudie également la transparence et la couleur de l'eau et l'on recueille le plancton jusqu'à une profondeur de 200^m par pêche fractionnée. Ce travail a déjà fourni des résultats importants qui seront exposés ailleurs. Je noterai seulement que les couches d'eau situées à une profondeur dépassant 250^m se sont montrées non pas constantes, comme on l'a supposé jusqu'à présent, mais jusqu'à la profondeur maximale étudiée (1300^m) présentent au cours de l'année des variations de température de O^2, CO^2, $Si\,O^2$, pH et d'oxydabilité. La circulation d'eau produite par des courants de convection n'atteint qu'une profondeur de 200 à 250^m; quant aux couches plus profondes, la variation des divers facteurs est due surtout aux courants d'eau provoqués par les vents soufflant en travers du lac. Les coupes hydrologiques du lac Baïkal immédiatement après de fortes tempêtes ont montré que du côté du vent l'eau monte d'une profondeur considérable à la surface, tandis qu'au bord opposé du lac les eaux de la surface descendent vers les profondeurs.

Ainsi, le 19 août 1925, nous avons vu près du bord occidental la température de la surface tomber de 15° et plus à 3°,84. Les mêmes vents ont une influence très grande sur la distribution dans le plan horizontal d'une série de caractéristiques physico-chimiques et biologiques des couches superficielles. Ils provoquent des différences notables entre les eaux des littoraux oriental et occidental du lac : du côté occidental, l'eau est plus chauffée, contient un plancton plus abondant, etc. Le plancton au large du lac se rencontre jusqu'à des profondeurs très considérables : à une profondeur de 700 à 600^m, on trouve encore des *Melosira* sp., des Nauplius et des jeunes *Epishoura baicalensis* (en quantité maximale à la profondeur de 100 à 150^m), l'Infusoire *Spatidium* sp. (rencontré dans l'été 1927 en grandes quantités à toutes les profondeurs jusqu'à 700^m).

Parmi les résultats zoologiques acquis, je ne signalerai que les groupes d'animaux jusqu'alors inconnus pour le lac Baïkal :

Parmi les Alloiocèles, Friedmann avait décrit une forme géante (jusqu'à 4^{cm} de longueur), *Baicalanctia gulo*, appartenant à une famille nouvelle; maintenant N. Nasonov vient de déterminer une série d'autres formes appartenant au même groupe. Parmi les Rhabdocœles, N. Nasonov a découvert toute une faune nouvelle de 42 espèces en partie constituant de nouveaux genres et même de nouvelles familles; des représentants d'un de ces genres ont été rencontrés également dans la mer du Japon. Les Ostracodes n'ont été étudiés qu'en partie par Bronstein. 15 formes ont été décrites, toutes nouvelles

appartenant en partie à un nouveau genre : *Metacandona*. Des Nématodes, des Némertiens et des larves de Chironomides ont été trouvés également en grand nombre; leur étude n'est pas encore terminée. Parmi les Infusoires, 125 espèces ont été trouvées par Mme N. Gajevsnaja-Iopolowa, dont 30 sont nouvelles et 2 appartiennent à des genres marins. On a trouvé également le mâle jusqu'ici inconnu d'un poisson de profondeur : *Comephorus baikalensis*.

Quelques mots encore sur l'influence exercée par le Baïkal sur le fleuve Angara qui en sort. En août 1926, son influence physico-chimique s'y faisait sentir sur une distance de près de 300km et l'influence biologique à plus de 600km, c'est-à-dire jusqu'au point extrême où notre étude de l'Angara a été poussée. Dans une portion du fleuve distante de 607 à 576km du lac, on a trouvé 13 représentants de la faune baïkalienne (1 polychète, 2 mollusques, 9 amphipodes et 1 poisson).

En raison du grand nombre de questions que soulève l'étude du lac Baïkal, questions dont une grande partie a une importance théorique générale et qui ne peuvent être résolues que sur place, il est nécessaire d'y créer une station permanente où pourraient venir travailler tous ceux qui eront attirés par ce lac qui est le plus intéressant du monde.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur le rôle de l'ozone dans l'atmosphère.* Note [1] de M. **Joseph Lévine**, présentée par M. Bigourdan.

M. G. Dobson a entrepris, depuis l'année 1924, l'étude de l'ozone dans l'atmosphère par la méthode de MM. Fabry et Buisson [2], mais avec un spectrographe simplifié [3].

Il a pu faire construire cinq instruments pareils à celui qu'il emploie à Oxford et organiser un véritable réseau d'observations simultanées de l'ozone à Oxford, Valencia (Irlande), Lerwick (Iles Shetland), Abisko (Suède), Lindenberg (Berlin) et Arosa (Suisse).

Le résultat le plus net de la première année de ces observations montre que la richesse de l'air en ozone est étroitement liée à la distribution de la pression atmosphérique, l'ozone étant plus abondant dans les dépressions que dans les anticyclones.

---

[1] Séance du 24 octobre 1927.

[2] *Journal de Physique*, 6e série, 2, 1921, p. 197.

[3] *Proceedings of the Royal Society of London*, série A, **110**, p. 660, et **114**, p. 521.

Ceci s'accorde parfaitement avec mon hypothèse sur les dépressions publiée en 1922 ([1]), étendue et complétée en 1923 ([2]).

Les différences de température que l'on constate dans les dépressions n'en constituent pas la cause; ces différences résultent simplement de ce que l'air y afflue de tous les points de l'horizon.

Pour arriver à la prévision rationnelle du temps à longue échéance, les recherches doivent porter d'abord sur la nature des centres des dépressions et sur leur propagation. Le premier de ces problèmes peut être résolu par l'analyse spectroscopique de la haute atmosphère, mais il faut que l'étude de l'ozone soit étendue aux condensations de l'azote et de l'hydrogène.

BOTANIQUE. — *Sur la nutrition azotée du* Penicillium glaucum. Note ([3]) de M. **Henri Coupin**, transmise par M. P.-A. Dangeard.

Dans deux Notes précédentes ([4]), j'ai cherché à faire connaître les traits essentiels de la nutrition carbonée d'une Mucédinée extrêmement commune, le *Penicillium glaucum*. Je crois intéressant, maintenant, de donner le résultat de mes expériences en ce qui concerne la nutrition azotée de la même moisissure.

Les cultures pures ont été faites dans le milieu ci-après, auquel on ajoutait des substances azotées variées (environ $0^g,25$ pour 125^{cm^3} du liquide) :

([1]) *La Nature*, 50e année, 1922, 1er semestre, p. 22.

([2]) *Comptes rendus*, 176, 1923, p. 705; *La Nature*, 51e année, 1923, 1er semestre, p. 248.

([3]) Séance du 31 octobre 1927.

([4]) H. Coupin, *Sur la nutrition carbonée du* Penicillium glaucum *à l'aide de divers composés organiques de la série grasse* (*Comptes rendus*, 184, 1927, p. 1575); *Sur la nutrition carbonée du* Penicillium glaucum *à l'aide de divers composés organiques de la série aromatique* (*Comptes rendus*, 185, 1927, p. 145), et Erratum (*Comptes rendus*, 185, 1927, p. 515).

Eau distillée	2000^{cm^3}
Saccharose	150^g
Phosphate monobasique de potassium	0,75
Sulfate de potassium	0,75
Sulfate de magnésium	0,75
Sulfate de calcium	0,75
Sulfate de zinc	traces
Phosphate de fer	»
Silicate de potassium	»
Chlorure de manganèse	»

Après ensemencement avec des conidies de *Penicillium*, on mettait à l'étuve à 25°, et, une quinzaine de jours après environ, on pouvait nettement reconnaître si la moisissure s'était ou non développée et si, par suite, l'aliment azoté ajouté avait été ou non assimilé en quantité suffisante pour fournir de copieuses croûtes mycéliennes flottant sur le liquide et se couvrant d'appareils conidiens.

Il est facile de voir — ce que l'on savait déjà d'ailleurs par de multiples autres exemples — que cet azote peut être fourni à volonté sous forme organique ou sous forme minérale. A l'allure générale des cultures, il m'a semblé cependant que, sous certaines formes organiques, l'azote était plus facilement assimilé que sous la forme minérale.

On obtient, en effet, de copieuses cultures avec les protéides ou leurs dérivés immédiats [peptone (¹), gélatine, laquelle est assimilée parfai-

(¹) Les peptones, que l'on trouve dans le commerce, ne sont vraisemblablement pas pures, et sans en connaître la composition chimique exacte — que j'ignore, — on peut le démontrer avec le *Penicillium*. Cette mucédinée, en effet, se développe et fructifie, non seulement comme il vient d'être dit dans le liquide nutritif indiqué plus haut et additionné de peptone, mais aussi dans d'autres liquides analogues, mais incomplets, par exemple : substances minérales (pas de sucre) + peptone ; ou : sucre (pas de substances minérales) + peptone ; voire même : eau distillée (ni sucre, ni substances minérales) + peptone. D'où l'on peut conclure, je crois, que la peptone du commerce contient non seulement une matière protéique, mais encore des substances carbonées et des matières minérales, parmi lesquelles il y a au moins du phosphore, du potassium, du soufre, du magnésium, etc. La chose est bonne à connaître, car les milieux peptonés sont très employés en bactériologie ; méconnue, elle pourrait entraîner à de fausses interprétations. C'est, par ailleurs, un exemple qui montre comment on peut arriver à connaître la composition de certaines substances sans avoir recours à l'analyse chimique, laquelle, d'ailleurs, est impuissante lorsque ces substances sont seulement à l'état de traces presque impondérables.

tement, mais lentement], les acides aminés (glycocolle, acide hippurique alanine, leucine, tyrosine, asparagine, celle-ci particulièrement favorable); les produits de décomposition des substances protéiques (urée, acide urique). Ces deux dernières matières, particulièrement l'acide urique, sont remarquablement bien assimilées, ce qui montre que l'on a tort de dire, comme on le fait quelquefois, que la nutrition des champignons, végétaux non chlorophylliens, a beaucoup d'analogie avec celle des animaux (ceux-ci, non seulement ne peuvent assimiler ni l'urée, ni l'acide urique, mais encore les rejettent).

On obtient aussi d'assez bons résultats avec certains glucosides azotés, l'amygdaline, par exemple.

Par contre, on n'obtient aucune trace d'assimilation avec les alcaloïdes (strychine, quinine, sulfate de quinine, caféine, nicotine,) le pyrrol, les amines aromatiques (sulfate d'aniline, couleurs d'aniline), les composés cyanogéniques (acide cyanhydrique, cyanure de potassium, acide cyanurique, ferrocyanures et ferricyanures de sodium ou de potassium) autres que l'amygdaline citée plus haut.

En ce qui concerne les composés à azote minéral, on reconnaît que le *Penicillium* peut se nourrir — en azote — aux dépens des sels ammoniacaux [sulfate d'ammonium, chlorure d'ammonium (médiocre), phosphate d'ammonium, bitartrate d'ammonium (particulièrement bien assimilé)] et des nitrates (nitrates de potassium, de sodium, d'ammonium, de calcium), mais non à l'aide des nitrites (nitrites de potassium, de sodium).

On voit, en résumé, que les substances pouvant céder leur azote au *Penicillium glaucum* sont très variées (17 sur 34 mises en expérience), conclusion à laquelle j'étais arrivé, également, pour celles pouvant céder leur carbone [1].

On voit aussi que si certaines substances azotées organiques peuvent nourrir le *Penicillium*, à la fois, en carbone [1] et en azote (amygdaline, glycocolle, asparagine, acide hippurique), d'autres ne peuvent le nourrir que par leur azote (urée, acide urique).

---

(1) H. Coupin, *loc. cit.*

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Précocité et rendement final dans la thermobiologie des plantes et variations avec la latitude.* Note [1] de M. **Pierre Lesage**, présentée par M. Guignard.

Dans une Note récente [2], j'ai donné quelques résultats de la culture du *Lepidium sativum* en plein air, à quatre stations de latitudes très différentes, en partant de graines récoltées à Rennes en 1926, d'origine bien contrôlée et qui ont donné naissance, en 1927, à des plantes précoces de 1re, 3e, 6e générations de plein air après la vie sous châssis, et à des plantes normales, témoins toujours de plein air (∞). Les stations Alger, Marseille, Rennes et Rothamsted sont à des latitudes que je puis représenter, à une unité près, par 36°, 43°, 48° et 51°. Les résultats signalés sont : diminution de la durée de la période végétative quand la température augmente; hérédité du caractère précocité aux quatre stations, au moins jusqu'à la 6e génération de plein air après la vie sous châssis.

J'ai réservé le rendement final qui est d'ordinaire plus faible dans les plantes précoces que dans les plantes normales, parce qu'il a montré des variations très intéressantes si on le caractérise par la taille moyenne des plantes de chaque culture, à la récolte, en fin de végétation.

Pour rendre ces variations plus marquées et plus rapidement observables, j'ai construit, dans le tableau ci-contre, deux catégories de courbes en joignant, par un trait, les sommets des ordonnées représentant cette taille et groupées par quatre. Dans la première catégorie, en haut, on voit, dans chaque station, les variations dues à l'ordre de la génération en plein air après la vie sous châssis; dans la deuxième catégorie, en bas, on voit, pour chaque génération de plein air après la vie sous châssis, les variations dues à la latitude des stations où les cultures ont été faites. Pour ménager la place dans ce tableau, j'ai supprimé une même partie importante de la base de ces ordonnées. Je laisse de côté des considérations de détail, par exemple celle des sols qui n'étaient pas nécessairement les mêmes aux quatre stations, pour n'envisager que les variations d'ensemble où la latitude joue le rôle principal.

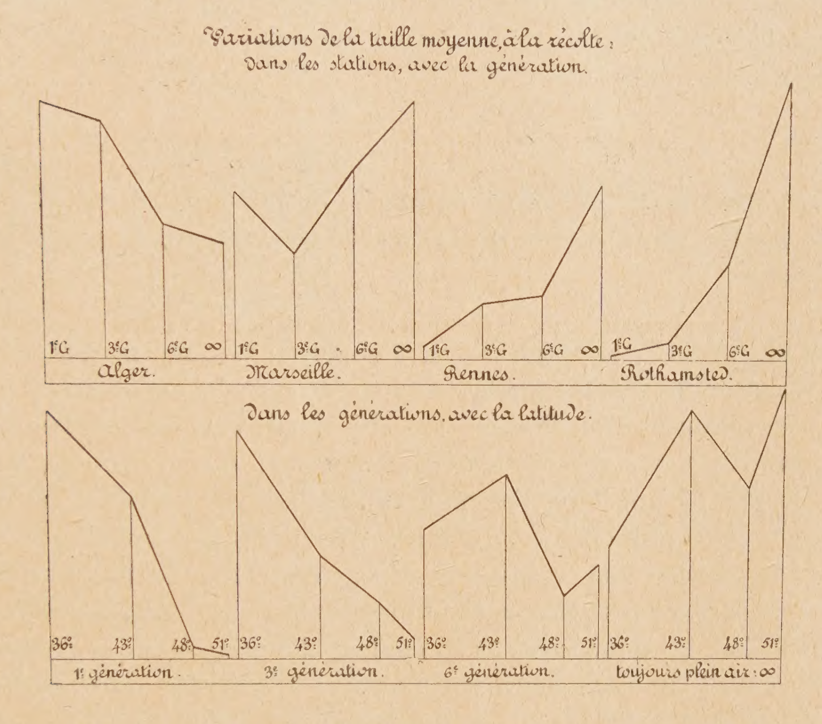
---

[1] Séance du 31 octobre 1927.

[2] Pierre Lesage, *Courbes de croissance et hérédité du caractère précocité à des latitudes très différentes* (*Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 725).

L'interprétation de ces courbes nous permet de dégager les deux groupes de faits suivants :

1° Le rendement final de la plante précoce après la vie sous châssis est plus faible que celui de la plante normale toujours de plein air, dans les régions septentrionales Marseille, Rennes et Rothamsted. La différence la



plus marquée entre la plante précoce et la plante normale s'est montrée à Rothamsted, dans la région la plus au Nord, la plus froide. Inversement le rendement final de la plante précoce est plus grand que celui de la plante normale, à Alger, la région la plus au sud, la plus chaude. On pourrait tenter une explication de ces derniers faits en disant que la température très élevée, encore compatible avec la vie, tend à provoquer le nanisme dans le *Lepidium sativum* ayant vécu toujours en plein air à Rennes, tandis que la même plante, déjà entraînée à la chaleur par la vie sous châssis, résisterait davantage à cette tendance.

2° La plante de sixième génération de plein air après la vie sous châssis est, dans les quatre stations, la plus rapprochée de la plante normale ; cela laisse prévoir une atténuation dans l'hérédité du caractère précocité, atténuation qui a paru se manifester déjà, mais légèrement, dans la floraison

du cinquième de mes semis successifs de 1926 et que le sixième des semis successifs de 1927 laisse encore entrevoir. Ce serait le présage d'un retour à la plante initiale toujours de plein air, retour qu'il faut vérifier et faire aboutir dans des cultures répétées d'année en année, pour savoir si cette hérédité, bien établie jusqu'à la sixième génération, n'est cependant que temporaire au lieu d'être définitivement fixée. C'est, par la discussion de la transmissibilité des caractères acquis, un point important qu'il ne faut pas abandonner.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur les variations de la descendance des Topinambours greffés.* Note ([1]) de M. **Lucien Daniel**, présentée par M. P.-A. Dangeard.

Dans de précédents travaux ([2]), j'ai décrit divers cas d'hérédité de variations chez les plantes greffées et indiqué que j'avais obtenu plusieurs milliers de graines, l'an dernier, sur des Topinambours greffés avec le Soleil annuel et sur des *Helianthus Dangeardi, dauciformis* et *Mangini* francs de pied. En février, j'ai semé ces graines sur couches; j'ai obtenu seulement 362 germinations; la majeure partie des graines n'a pas réussi, soit qu'elles fussent mal constituées, soit qu'elles aient été mangées dans le sol. Dès le début, ces germinations présentèrent de notables différences dans la forme, les dimensions et la couleur des cotylédons et des feuilles. A la fin d'avril, les unes fournirent une tige érigée; les autres restèrent à l'état de rosette à la façon des Topinambours cultivés dans les Alpes par Gaston Bonnier.

Le 4 mai, elles furent mises en pleine terre; la reprise fut parfaite. Le 2 juin, je comptai 207 exemplaires à entrenœuds longs et normaux et 155 à entrenœuds courts. Parmi ceux-ci, quelques-uns étaient restés à l'état de rosette; d'autres avaient fourni une tige courte à entrenœuds basilaires tuberculeux rappelant les tubercules apicaux des Topinambours greffés; d'autres enfin avaient de courtes tiges obliques ou rampant totalement sur le sol. Plus tard, certains pieds à rosette moururent; d'autres se

---

([1]) Séance du 24 octobre 1927.

([2]) Lucien Daniel, *L'hérédité des caractères acquis chez le Topinambour* (*Comptes rendus*, 177, 1923, p 1449); *L'hérédité intermittente chez le Topinambour* (*Comptes rendus*, 183, 1926, p. 908), etc.